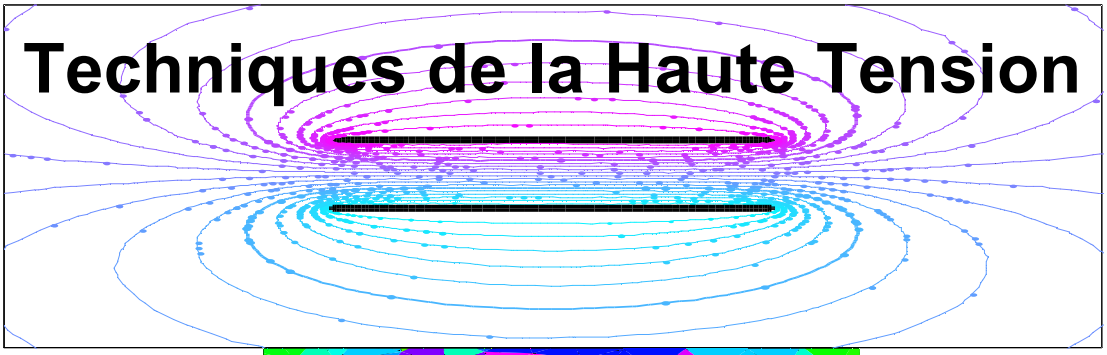
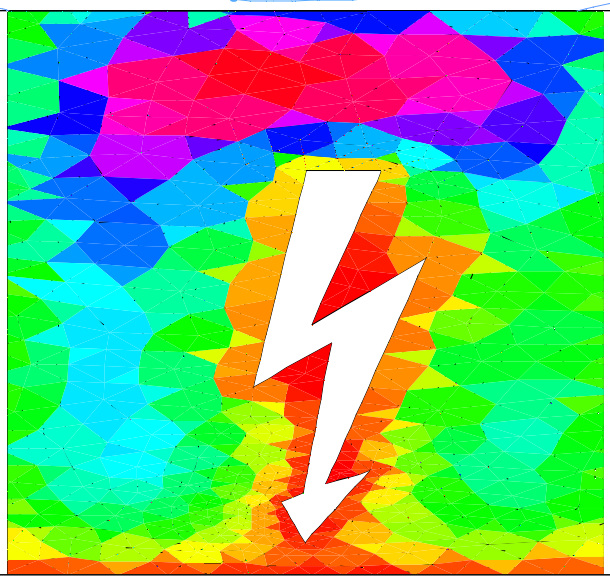
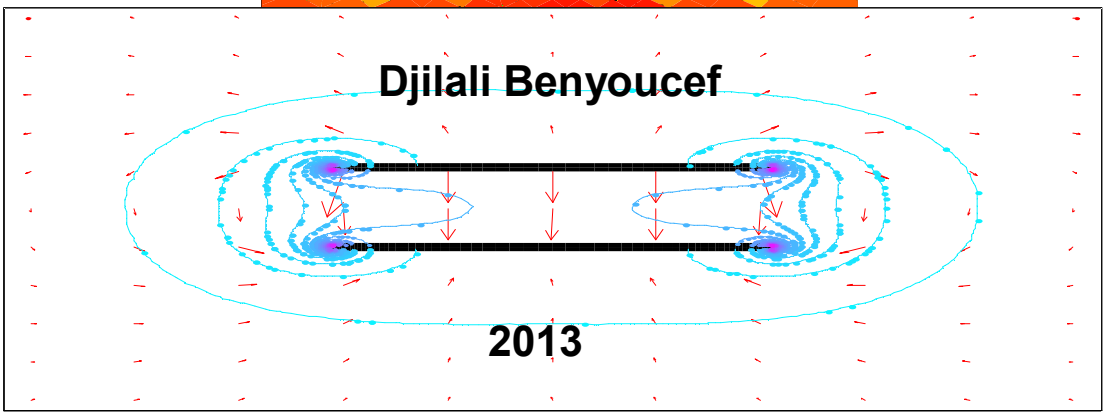
Techniques de la Haute Tension





Djilali Benyoucef



2013

Table des matières

Chapitre 1: Introduction à la Haute Tension 001
I. Historiques 003
A. Découvertes 003
B. Expériences 006
C. Théories 007
D. Applications 007
II. Généralité sur la Haute Tension 009
A. Qu'est-ce que la Haute Tension? 009
a. Seuils de tensions 010
B. Pour quoi la Haute Tension dans les réseaux électriques ? 010
C. Quelles sont les Perturbations dues à Haute Tension? 012
D. La Haute Tension a d'avenir ? 013
a. Réseaux électriques 013
b. Autres applications 013
Chapitre 2: Principes et problématique de la Haute Tension 014
I. Principes fondamentaux 016
A. Découverte des charges électriques 016
B. Caractéristiques des charges 016
C. Interprétation des forces 016
D. Grandeurs physiques 016
a. Charges au repos 016
b. Charges en mouvement (courants) 017
c. Champs dans le vide 017
d. Champs dans la matière 017
f. Relations constitutives dans les milieux linéaires 017
E. Équations de l'électromagnétisme 018
a. postulat de Lorentz 018
b. Postulat de Maxwell 018
c. Relation de passage du champ électromagnétique à une interface 019
1. Champ électrique 019
2. Champ magnétique 021
d. Les potentiels 022
II. Problématique de la Haute Tension 024

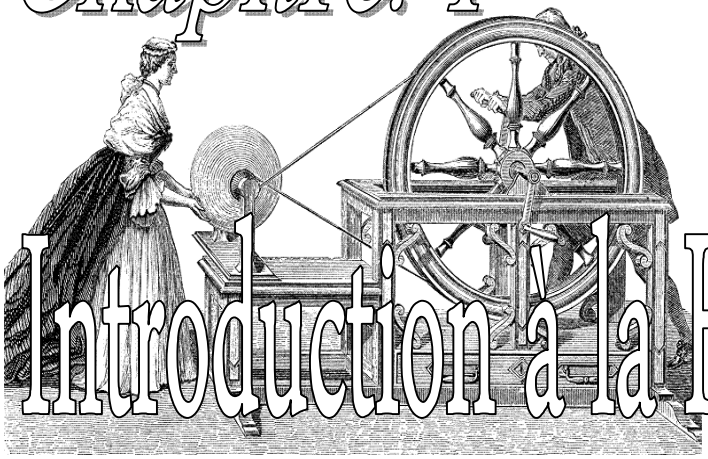
A. Systèmes sous haute tension 024
B. Effet de pointe 024
a. Cas d'une sphère 025
b. Cas d'un ellipsoïde de révolution 026
C. Facteur de Schwaiger 029
a. Eclateur à sphère 029
b. Eclateur pointe-plan 030
D. Electrodes de Rgowski 031
Chapitre 3: Matériaux Diélectriques 033
I. Introductions 035
II. Types d'isolant 035
A. isolants solides 035
a. Gutta-percha 035
b. Les polymères 035
c. Les élastomères 037
B. Isolants liquides 038
a. Les huiles végétales 039
b. Les additifs 040
C. Isolants gazeux 041
a. Hexafluorure de soufre (SF_6) 041
III. Caractéristiques des matériaux diélectriques 042
A. Conductivité 042
a. Conductivité transversale 043
b. Conductivité superficielle 043
c. Résistance d'isolement 044
B. Polarisation électrique 044
a. Polarisation électronique 046
b. Polarisation ionique 047
c. Polarisation par orientation 048
d. Polarisation interfaciale 049
C. Courant d'absorption 050
D. Facteur de perte 051
E. Rigidité diélectrique (E_r) 053
F. Décharge partielle 054
G. Vieillissement 057

Chapitre 4: Décharges électriques 060
I. Décharges électriques dans les gaz 062
A. Mécanisme de décharge 062
a. Réactions primaires 062
b. Réactions secondaires 063
B. Caractéristiques classiques courant-tension d'une décharge électrique 064
a. Décharge Townsend et claquage 067
b. Décharge disruptive 068
c. Décharge Luminescente 068
d. Arc électrique 068
C. Loi de Paschen 069
a. Premier coefficient de Townsend 069
b. Libre parcours moyen 070
c. Tension de seuil de l'avalanche électronique 070
d. Second coefficient de Townsend 071
e. Minimum de Paschen 073
f. Facteurs d'influence 074
D. Effet de couronne 075
a. Correction de Peek 075
E. Arc électrique 077
a. Production de l'arc 077
b. Forme de l'arc 078
c. Fluctuations de l'arc 078
d. Stabilité de l'arc 079
II. Claquage dans les liquides 080
A. Principales différences d'avec les gaz 080
B. Mécanisme de la décharge dans les liquides 080
C. Facteurs d'influence 080
D. Le claquage 081
a. Le claquage par les bulles 081
b. Le claquage par les particules en suspension 082
c. Le claquage par streamer 082
III. Claquage dans les solides 082
a. Claquage thermique 082
b. Claquage électromécanique 082

c. Claquage par streamer 084
d. Claquage par érosion 084
IV. La foudre 084
A. Eclairs ascendants et descendent 085
B. Protection contre la foudre 086
a. Positionnement du conducteur de garde 087
Chapitre 5: Générateurs de la Haute Tension 088
I. Générateurs électrostatiques 090
A. Machines à triboélectricité 090
B. Électrophore de Volta 091
C. Générateur à capacité variable 091
D. Machine de Wimshurst 091
E. Générateur Van de Graff 092
F. Générateur de Felici 093
II. Générateurs de Haute Tension Alternative et contenue 094
A. Transformateur élévateur 094
B. Générateur à circuit résonant série 094
a. Résonance accidentelle 095
b. Résonance intentionnelle 096
C. Générateur à circuit résonant parallèle 097
D. Les redresseurs 098
a. Redresseur à simple alternance 098
b. Redresseur à double alternance 099
E. Les Doubleurs de tension 100
a. Doubleur de Schenkel 100
a. Doubleur de Latour 102
F. Les multiplicateurs de tension 103
a. Cascade de Greinasher 103
III. Générateurs de Haute Tension Transitoire 104
A. Bobine de Ruhmkorff 104
B. Transformateur de Tesla 105
IV. Générateurs de Haute Tension de choc 106
A. Générateur de choc à un étage 107
B. Générateur de choc à plusieurs étages (Générateur de Marx) 108
Chapitre 6: Mesure en Haute Tension 110

I. Mesure des champs électriques 112
A. Méthodes directe 112
B. Méthodes indirectes 113
a. Méthode de Wilson 113
b. Méthode du voltmètre rotatif 113
II. Mesure des Hautes Tension 115
A. Mesure des hautes Tensions continues 115
a. Electromètre 115
b. Voltmètre électrostatique 115
c. Mesure galvanométrique 116
d. diviseur résistif 117
B. Mesure des hautes Tensions alternatives 118
a. Eclateur à sphères 118
b. Mesure galvanométrique 120
c. Transformateur de tension 120
d. diviseur capacitif simplifié 122
e. diviseur capacitif complet 123
f. Transformateur de tension capacitif 123
C. Mesure des hautes Tensions de choc 124
a. Diviseur de choc purement résistif 124
b. Diviseur de choc purement capacitif 125
III. Mesure des courants sous Haute Tension 126
A. convertisseur à courant continu 126
B. Transformateur de courant 126
C. Sonde à effet Hall 127
D. Bobine de Rogowski 127

Chapitre: 1



Introduction à la Haute Tension

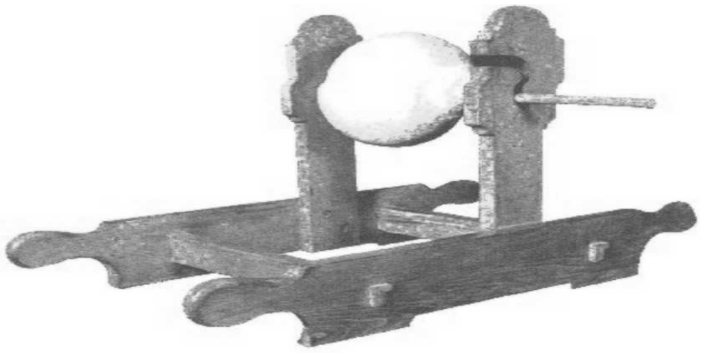
I. Historique

C'est à la fin du 19ème siècle seulement, que l'éclosion d'un multiple d'application de l'électricité donnera naissance aux techniques de la haute tension.

A. Découvertes

En 1673 Otto von Guericke (1602-1686). Le physicien allemand, bourgmestre de la ville de Magdeburg, invente la première machine électrostatique, formée d'une boule de soufre montée sur un axe de rotation. Le but est d'essayer d'augmenter la force d'attraction électrostatique. Mais le résultat, c'est qu'à partir d'une certaine charge, des étincelles éclatent: surprise !

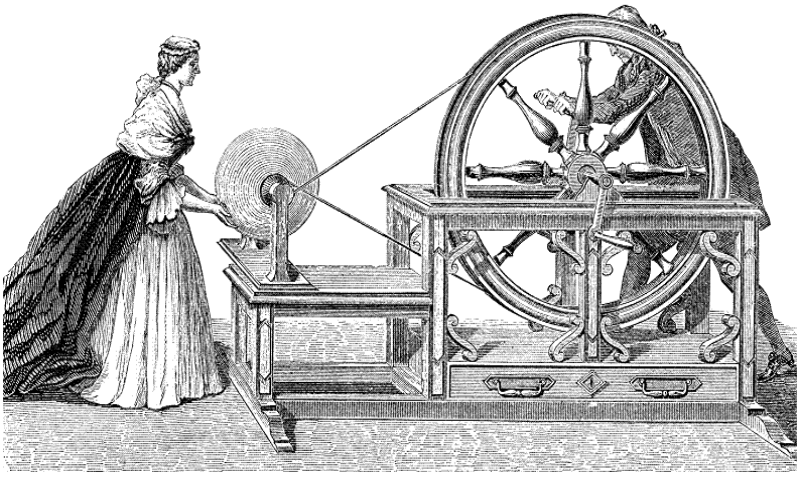
Otto von Guericke est aussi connu pour la célèbre expérience des hémisphères de Magdeburg, montrant l'effet de la pression atmosphérique.



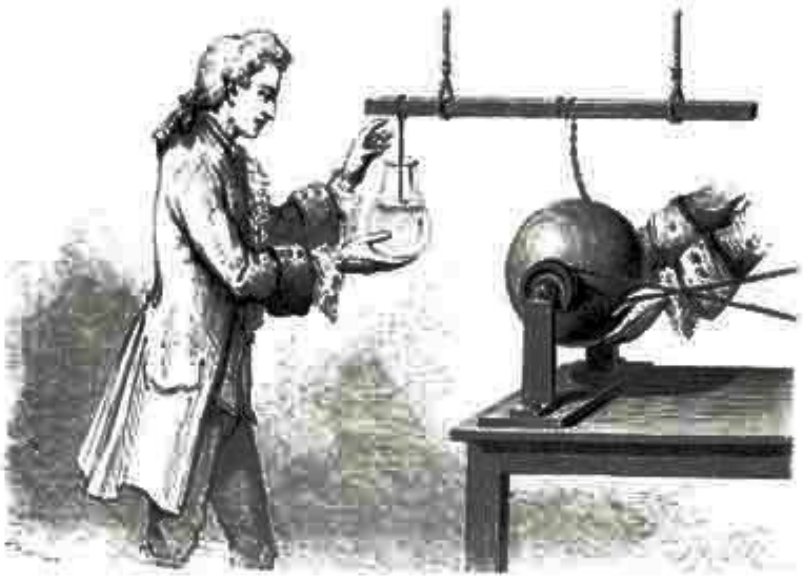
Stephen Gray (1666-1736). Physicien anglais, constate que l'on peut charger un corps en le mettant en contact avec un autre corps préalablement chargé, à condition de les relier par certains types de matériaux (par exemple un fil métallique). Les « corps électriques » sont en réalité les matériaux isolants, alors que les « corps anélectriques » sont des matériaux conducteurs. On ne comprendra que plus tard qu'un corps conducteur peut aussi rester chargé, à condition de l'isoler de la Terre.

Au 18eme siècle Jean-Antoine Nollet (1700-1770) passe pour l'un des meilleurs experts européen en électricité, bien que ses compétences soient surtout expérimentales. Grand adversaire de Benjamin Franklin, il ne comprendra jamais la véritable nature de l'électricité

en général et de la foudre en particulier. En revanche ses fameuses machines électrostatiques sont réputées pour leurs performances. L'efficacité d'une machine se mesure à la longueur des étincelles qu'elle



permet de « tirer ». Avec des étincelles d'une vingtaine de centimètres, de telles machines permettaient probablement d'atteindre une centaine de kilovolts !



En 1746 le physicien hollandais de l'Université de Leyde Petrus van Musschenbroek (1692-1761), Il charge d'électricité un liquide contenu dans une bouteille de verre qu'il tient d'une main. Il forme ainsi un condensateur qui va se décharger à travers son propre corps, si jamais son autre main entre en contact avec le liquide. À cette époque, le condensateur s'appelle « bouteille de Leyde ».

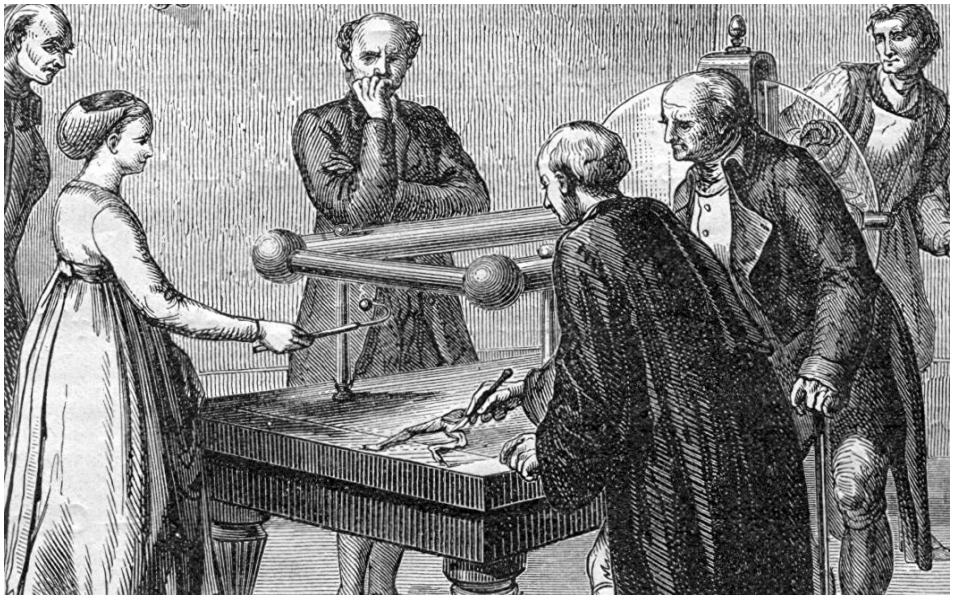
Le physicien et homme politique américain et l'artisan de l'indépendance américaine. Benjamin Franklin (1706-1790), il réalise de nombreuses expériences et devine qu'il ne s'agit

pas à proprement parler d'une matière (« fluide électrique », comme on disait en son temps) mais plutôt d'une influence immatérielle (le champ électrique qui ne sera clairement défini qu'un siècle plus tard).

En 1752, Franklin n'imagine pas du tout qu'une simple tige métallique puisse réellement attirer la foudre. L'expérience qu'il propose (et qu'il ne réalisera jamais lui-même) vise à capter un peu de « fluide électrique » des nuages, pour vérifier s'il ressemble à celui que l'on produit en laboratoire. L'expérience sera réalisée avec succès en France : des étincelles jailliront dans la guérite, lorsqu'un nuage orageux passe dans le ciel. Mais l'année suivante, à Saint-Pétersbourg, le physicien Wilhelm Richmann qui tente la même expérience sera bel et bien tué par la foudre.

Dés lors, Franklin se rend compte que ces tiges peuvent effectivement protéger de la foudre, en la canalisant vers la terre, même si beaucoup de physiciens considèrent encore comme impossible de « vider un nuage » de toute son électricité. Les polémiques sur le paratonnerre durèrent un bon siècle. Les paratonnerres protègent-ils de la foudre ? Ou l'attirent-ils ? Fallait-il les faire pointus ou arrondis ? La superstition des sonneurs de cloches, censés éloigner l'orage, fera encore de nombreux morts jusqu'au 19e siècle.

En 1780 le physicien bolognais Luigi Galvani (1737-1798) observe que des cuisses de grenouilles, à proximité d'une machine électrostatique, sont animées de soubresauts, quand une étincelle se produit.



Louis-Guillaume Le Monnier (1717-1799). Botaniste français et médecin du roi Louis XVI. Envoie des décharges électriques, à travers des grandes longueurs de fil, ou sur des chaînes de personnes qui ressentent le choc toutes au même moment: la vitesse de propagation de l'électricité apparaît bien supérieure à celle du son, peut-être même… infinie (en tout cas non mesurable par les moyens de l'époque). L'abbé Pierre Bertholon (1741-1800) écrit en 1783:

« Jamais la vitesse du vent le plus rapide, ni celle du son le plus fort, n'ont pu être comparées à celle du fluide électrique, qui, probablement, ne le cède pas même à celle de la lumière. »

B. Expériences

En 1800 Alessandro Volta (1745-1827) invente la pile électrique (courant continu) en empilant des rondelles de zinc et de cuivre, séparée par un électrolyte.

En 1931 Joseph Henry (1797-1878) et Michael Faraday (1791-1867) inventent indépendamment le courant alternatif.

C. Théories

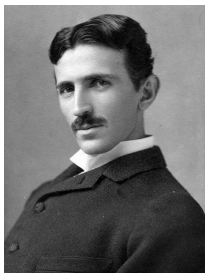
André-Marie Ampère (1775-1836), mathématicien, physicien, chimiste et le philosophe français, est le premier qui formule les lois de l'électrocinétique et de l'induction magnétique. Il les expose l'année suivante devant l'Académie des sciences de Paris.

Michael Faraday (1791-1867) est un physicien et un chimiste britannique, Ses plus grands travaux concernent l'électricité. En 1821, après la découverte du phénomène de l'électromagnétisme par le chimiste danois Ørsted, Faraday construit deux appareils pour produire ce qu'il appelle une rotation électromagnétique : le mouvement circulaire continu d'une force magnétique autour d'un fil, en fait la démonstration d'un moteur électrique.

James Clerk Maxwell (1831-1879), mathématicien et physicien anglais, il a présenté les équations générales de l'électromagnétisme à la Royal Society de Londres. Il a notamment démontré que les champs électriques et magnétiques se propagent dans l'espace sous la forme d'une onde et à la vitesse de la lumière. Il a également développé la distribution de Maxwell, une méthode statistique de description de la théorie cinétique des gaz.

D. Applications

Nikola Tesla (1856-1946) est un inventeur et ingénieur américain d'origine serbe, ayant principalement œuvré dans le domaine de l'électricité. Souvent considéré comme l'un des plus grands scientifiques dans l'histoire de la technologie, pour avoir déposé plus de sept cents brevets (qui seront pour beaucoup d'entre eux attribués à Thomas Edison) et avoir décrit de nouvelles méthodes pour réaliser la « conversion de l'énergie », Tesla est reconnu comme l'un des ingénieurs les plus créatifs de la fin du XIXe siècle et du début du XXe siècle. Quant à lui, il préférait plutôt se définir comme un découvreur.



Ses travaux les plus connus et les plus largement diffusés portent sur l'énergie électrique. Il a mis au point les premiers alternateurs permettant la naissance

des réseaux électriques de distribution en courant alternatif, dont il est l'un des pionniers. Tesla s'est beaucoup intéressé aux technologies modernes se focalisant sur l'électricité qui était le noyau de ses inventions. Il est connu pour avoir su mettre en pratique la découverte du caractère ondulatoire de l'électromagnétisme (théorisé par James Clerk Maxwell en 1864), en utilisant les fréquences propres des composants des circuits afin de maximiser leur rendement. Son nom a été donné au tesla (symbole : T) qui est l'unité d'induction magnétique du Système international d'unités. Le tableau suivant résume les principaux domaines d'application de la haute tension:

Domaines	Applications
Réseaux électriques	- tension alternative - tension continue
	- lignes aériennes - câbles - isolateurs
	- transformateurs de mesure de tension
	- transformateurs de mesure de courant
	- sectionneurs
	- disjoncteurs
	- parafoudres
	- mises à la terre
	- condensateurs
	- transformateurs de puissance
	- alternateurs
	- appareillage SF_6
	- compatibilité électromagnétique (CEM)
Electrostatique	- générateurs électrostatiques
	- moteurs électrostatiques
	- filtres électrostatiques
	- xérocopie
	- imprimante électrostatique
	- peinture électrostatique décharge
	- danger d'explosion et d'incendie
	- perturbations de l'électronique sensible
Physique	- microscope électronique
	- accélérateurs de particules

Médecine	- effets biologiques des champs électriques - diagnostique par rayons X - thérapie par rayons X - ozonothérapie - diélectrophorèse - chauffage
Electronique	- tube cathodique - générateurs piézo-électriques - allumage électrique - flash électronique - lampe à décharge - filtre bactériologique UV
Foudre	- captage de la foudre - protection contre la foudre (paratonnerre, éclateurs, parafoudre, câble de garde) - aviation
Impulsions électromagnétiques d'origines nucléaire (NEMP)	- protection des lignes de transmission - protection des antennes - protection des appareils électroniques - cages blindées

II. Généralités sur la haute tension

A. Qu'est-ce que la haute tension ?

Une *haute tension* est toute tension qui engendre, dans les composants d'un système, des champs électriques suffisamment intenses pour modifier, de manière significative, les propriétés de la matière, en particulier des matériaux isolants. Alors, l'étude de la haute tension aboutit à la conception et à la réalisation de produits, appareils et systèmes aptes à générer et à supporter des champs électriques élevés.

Les systèmes à haute tension sont souvent le siège de phénomènes non linéaires et complexes, où se produisant à partir d'un seuil. Exemple : l'arc électrique, effet couronne, claquage des matériaux isolants (solides, liquide), etc...

a. Seuils de tensions :

- Basses tensions : au-dessous de 1 kV.
- Moyennes tensions : 1 ~ 33 kV.
- Hautes tensions : 33 ~ 230 kV
- Très hautes tensions : 230 ~ 800 kV
- Ultra hautes tensions : au-dessus de 800 kV

B. Pour quoi la Haute Tension dans les réseaux électriques ?

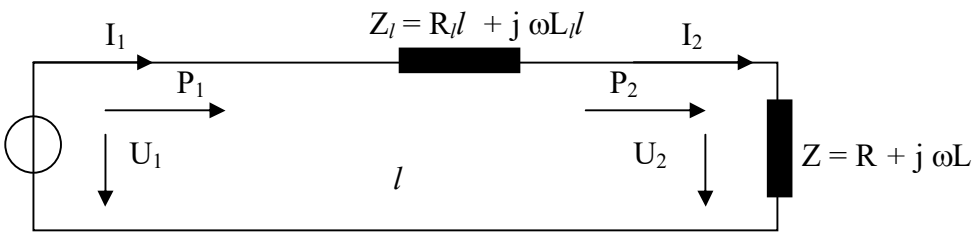
Le développement des réseaux électriques a constitué la première utilisation, à grande échelle, des hautes tensions. Les centrales de production d'énergie électrique sont fréquemment situées à de grandes distances de lieux de consommation.

Dans ces conditions, on recourt au transport de l'énergie électrique à moyenne distance de 20 à 100 km et grande distance de 100 à 1000 km.

Les centrales électriques régionales force-chaleur (à mazout, à gaz ou au charbon) échapperait en principe au transport de l'énergie électrique à grandes distances puisque la distribution de chaleur est limitée à quelques kilomètres. Mais étant donné l'existence et la sécurité offertes par le réseau de transport.

Soit une ligne de transport monophasée où l'on néglige en première approximation les capacités et les conductances transversales. La puissance délivrée en un point de consommation (2) située à une distance *l* vaut:

$P_2 = U_2.I_2. \cos \varphi$ ave $I_1 = I_2 = I$ et φ : est l'angle de déphasage (tension, courant)



R_l et L_l sont respectivement la résistance linéique et l'inductance linéique de la ligne

On constant d'après la relation de la puissance que deux variables entre en jeu afin d'augmenter la puissance électrique transporté soit:

- l'élévation du courant :

  ⇒ augmentation de l'échauffement (maximum admis: 60°C)

  ⇒ augmentation de la section

  ⇒ augmentation du poids

- l'élévation de la tension :

  ⇒ augmentation du champ électrique

  ⇒ augmentation des distances d'isolement

  ⇒ apparition de phénomènes potentiellement perturbants

Le rendement de la ligne de transport est un autre paramètre entre en jeu et qui nous a permet de choisir la bonne technique pour augmenter la puissance transportée.

$$\eta = \frac{P_2}{P_2 + P_e} \quad \text{où } P_e = R_l\, l\, I^2 \text{ (puissance perdue par effet de joule)}$$

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{R_l l}{\cos^2 \varphi} \frac{P_2}{U_2^2}}$$

Exemple : dans le cas d'une ligne triphasée et pour R_l = 0.1 mΩ/m , l = 100 km , cos φ = 0.8 , P_2 = 300 MVA

En fonction des niveaux de tension composée on trouve :

U (kV)	132	220	380	750
η	0.79	0.91	0.97	0.99

Il est claire qu'avec l'augmentation de la tension le rendement s'améliore. c'est pour quoi en pratique on utilise la haute tension pour le transport de l'énergie électrique.

La stabilité des isolants utilisés en haute tension, ainsi que leurs propriétés macroscopiques sont en grande partie déterminées par les champs électriques qui règnent à l'intérieur des atomes et entre les atomes. On doit donc s'attendre à ce que l'application d'un champ électrique sur la matière puisse en modifier les propriétés, telles que les

caractéristiques optiques, mécaniques, etc., par le jeu de phénomènes d'ionisation ou de contraintes sur les liaisons chimiques, déformant le réseau cristallin.

Considérons un atome d'hydrogène comportant deux charges opposées (proton et électron) correspondant chacune à $1{,}6.10^{-19}$ C, et séparée par une distance de $1{,}1.10^{-11}$ m. Le champ électrique qui règne entre les deux charges est de l'ordre de 100 GV/mm. Dans un cristal le champ électrique local peut atteindre plusieurs GV/mm. On devine que seuls des champs plutôt élevés seront susceptibles d'influencer significativement les propriétés d'un matériau.

En pratique, un champ élevé peut survenir :

- ✓ lorsqu'une tension élevée est appliquée sur un matériau de dimensions macroscopiques.
- ✓ lorsqu'une tension relativement faible est appliquée sur un matériau en couches très fines.

Ainsi, les phénomènes traditionnellement attribués au domaine de la haute tension sont en réalité des phénomènes liés à des champs électriques élevés.

C. Quelles sont les Perturbations dues à la haute tension ?

Différents phénomènes potentiellement perturbants sont propres à la haute tension (champs électriques élevés) :

- Claquage diélectrique ⇒ Détérioration provisoire ou définitive des spécifications de l'isolant

Une isolation est dite *autorégénératrice* si elle retrouve ses propriétés isolantes à peu près intactes après le claquage. Ce n'est pas le cas des solides qui, une fois perforés, doivent être remplacés. Les isolations au papier imprégné d'huile sont aussi *autorégénératrices*, car l'huile va remplir un éventuel trou provoqué par un claquage à travers le papier.

- L'effet de couronne ⇒ Perturbations sonores, rayonnement électromagnétique, perte d'énergie active, production d'ozone.
- Décharges partielles ⇒ Détérioration des isolants.

- Dangers des tensions et des champs électriques pour l'être humain

D. La Haute Tension a d'avenir ?

Aujourd'hui, les développements de la haute tension sont surtout orientés vers l'optimisation en termes économiques

a. Réseaux électriques

Dans un contexte de marché de l'électricité libéralisé, il est important de pouvoir prévoir les défaillances. Les méthodes utilisées sont :

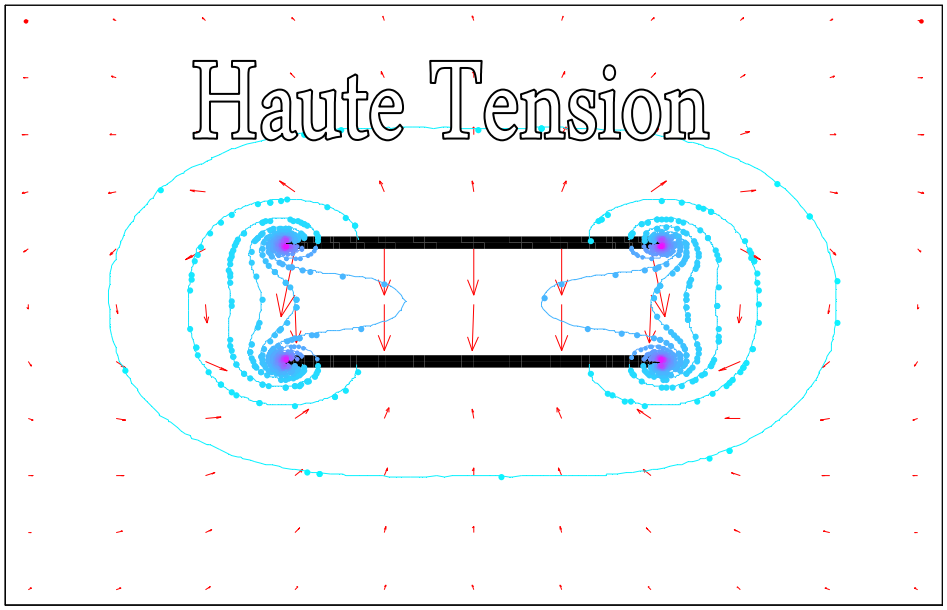
1. la modélisation informatique des équipements et des phénomènes.
2. la surveillance en continu *(monitoring)* des systèmes.
3. l'analyse des données obtenues, au moyen de traitements mathématiques complexes (statistiques multivariables, réseaux de neurones artificiels, logique floue…)

b. Autres applications

Dans certains domaines (par exemple: spatial), les nouveaux matériaux isolants permettent d'élever les niveaux de tension et d'optimiser ainsi les coûts et/ou les performances des dispositifs concernés.

Chapitre: 2

Principes et Problématique de la Haute Tension



I. Principes fondamentaux

A. Découverte des charges électriques

L'existence de particules chargées est établie en 1895 par Jean Perrin (1870-1942) qui montre que le faisceau issu d'une cathode peut être dévié par un aimant et qu'il charge l'écran sur lequel on l'intercepte.

En 1921 les tensions nominales des réseaux électriques atteignent déjà une centaine de kilovolts, mais l'existence de l'électron reste controversée !

B. Caractéristiques des charges

1. Les charges existent sous deux formes : positive et négative et la charge se mesure en coulomb (C).

2. La charge totale d'un corps est un multiple d'une charge élémentaire : $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ C.

3. Dans un système isolé, la charge totale est conservée.

4. Les charges de même signe se repoussent ; les charges de signes opposés s'attirent.

   (Les courants de même sens s'attirent ; les courants de sens contraire se repoussent.)

En pratique, dans le domaine de l'électrotechnique, les charges négatives sont des électrons (légers) et les charges positives sont des ions (beaucoup plus lourds).

C. Interprétation des forces

1. Les charges rayonnent des champs.

2. Les champs exercent des forces sur les charges.

D. Grandeurs physiques

a. Charges au repos

- *densité de charge électrique*

  1. ρ (volumique) [C/m^3]
  2. σ (superficielle) [C/m^2]
  3. λ (linéique) [C/m]

b. Charges en mouvement (courants)

- *densité de courant*

1. J (volumique) [A/m^2]
2. J_S (superficielle) [A/m]

c. Champs dans le vide

1. champ électrique E, engendré par les charges [V/m]
2. champ magnétique H, engendré par les courants [A/m]

d. Champs dans la matière

1. polarisation P [C/m^2]
2. déplacement électrique D [C/m^2]

$$\left.\right\} \vec{D} = \varepsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$$

3. aimantation M [A/m]
4. densité de flux magnétique B [T]

$$\left.\right\} \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{H} + \vec{M}\right)$$

$\mu_O = 1{,}256637064\ldots 10^{-6} \cong 4\pi \cdot 10^{-7}$ [Vs/Am]

$\varepsilon_O = 8{,}854187817\ldots 10^{-12} \cong (1/36\pi) \cdot 10^{-9}$ [As/Vm]

$c_0 = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\ \mu_0}}$ la vitesse de propagation du champ électromagnétique dans le vide (c_0 = 299 792 458 [m·s^{-1}]), dans un matériau de permittivité relative ε_r et de perméabilité relative μ_r cette vitesse est donnée par : $c = \dfrac{1}{\sqrt{\varepsilon_r \varepsilon_0\ \mu_r\ \mu_0}}$

f. Relations constitutives dans les milieux linéaires

- *la polarisation* P est proportionnelle au déplacement électrique :

$\vec{P} = \chi_e \vec{D} = \chi_e \varepsilon_0 \vec{E}$ $\Rightarrow$ (où χ_e est la susceptibilité électrique du matériau)

Alors $\vec{D} = \varepsilon_0 \left(1 + \chi_e\right) \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} = \varepsilon \vec{E}$ avec $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$ est la permittivité relative

- *l'aimantation* M est proportionnelle au champ magnétique :

$$\vec{M} = \chi_m \vec{H} \qquad \Rightarrow \text{(où } \chi_m \text{ est la susceptibilité électrique du matériau)}$$

Alors $\vec{B} = \mu_0 \left(1 + \chi_m\right)\vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu \vec{H}$ avec $\mu_r = 1 + \chi_m$ est la perméabilité relative

- *la densité de courant* est proportionnelle au champ électrique :

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \qquad \Rightarrow \text{(}\sigma\text{ = conductivité électrique)}$$

E. Équations de l'électromagnétisme

a. postulat de Lorentz

Dans un référentiel *R* galiléen, une charge q animée d'une vitesse $\vec{v}$ est soumise à une force, appelée force de Lorentz : $\vec{F}_L = q.\left(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}\right)$

b. Postulat de Maxwell

Dans un référentiel R galiléen, une distribution de charges $\rho\left(\vec{r},t\right)$ et de courant $\vec{j}\left(\vec{r},t\right)$ produisent un champ électrique $\vec{E}$ et un champ magnétique $\vec{B}$ qui satisfont les équations suivantes :

- *A la divergence*

$\vec{\nabla}.\vec{E} = \dfrac{\rho}{\varepsilon_0}$, équation de Maxwell–Gauss (MG)

$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$, équation de Maxwell–Flux (Mϕ)

- *Au rotationnel*

$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t}$, équation de Maxwell–Faraday (MF)

$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \mu_0\left(\vec{j}+\varepsilon_0\dfrac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right)$, équation de Maxwell–Ampère (MA)

- *Discussion*

  ✓ C'est un système d'équations différentielles, qui à partir d'une distribution de charges et de courant permet de déterminer $\vec{E}$ et $\vec{B}$ dans tout l'espace à chaque instant.

  ✓ Dans les conditions réelles (les distributions sont d'extension finie), on impose en plus $\lim\limits_{r\to\infty}\vec{E} = \vec{0}$, $\lim\limits_{r\to\infty}\vec{B} = \vec{0}$

Remarque : Si $\vec{E}$ est solution des équations de Maxwell, alors $\vec{E}+\vec{E}_0$ où $\vec{E}_0$ est un champ uniforme et stationnaire est aussi solution.

✓ On retrouve les équations de l'électrostatique et de la magnétostatique.

✓ Ce sont des équations macroscopiques, mais elles sont toujours valables lorsqu'on se place à l'échelle microscopique.

✓ Ces équations sont valables aussi dans les milieux : $\rho = \rho_{\text{libre}} + \rho_{\text{lié}}$, $\vec{j} = \vec{j}_{\text{libre}} + \vec{j}_{\text{lié}}$

✓ On a deux grands groupes d'équations de Maxwell :

1. Les équations à la divergence, qui ne couplent pas $\vec{E}$ et $\vec{B}$
2. Les équations au rotationnel, qui couplent $\vec{E}$ et $\vec{B}$

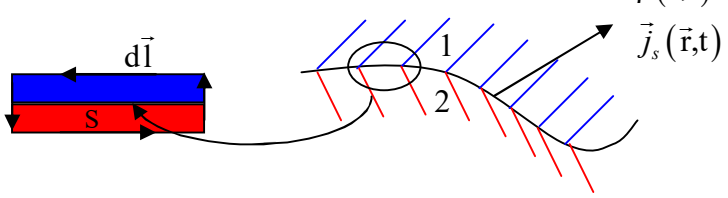
Ainsi, dans le cas général, on ne peut pas découpler les deux champs. (C'est pourquoi on parle d'un champ électromagnétique).

c. Relation de passage du champ électromagnétique à une interface

1. Champ électrique

- *Continuité de la composante tangentielle*

$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\dfrac{\partial\vec{B}}{\partial t}$

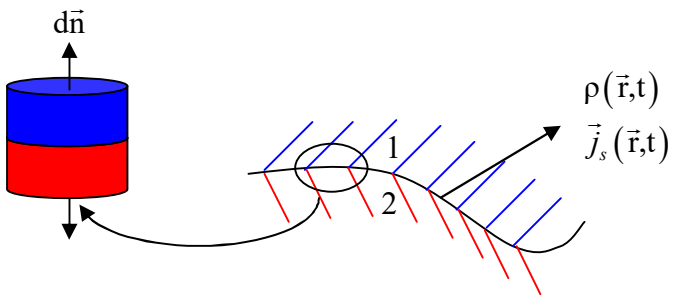


On a $\oint \vec{E}.d\vec{l} = \iint \vec{\nabla}\times\vec{E}.d\vec{S} = -\iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}.d\vec{S} = -\frac{\partial}{\partial t}\underbrace{\iint \vec{B}.d\vec{S}}_{\varphi}$

Et quand l'épaisseur tend vers 0, la surface devient de plus en plus petite et le flux tend aussi vers 0.

Ainsi ; $\vec{E}_{T_2} - \vec{E}_{T_1} = \vec{0}$.

- *Discontinuité de la composante normale*



✓ *Cas général :*

On suppose qu'on est en régime sinusoïdal, ce qui est possible puisqu'on peut passer ensuite à la transformée de Fourier.

On a alors $\vec{\nabla}.\underline{\vec{E}} = \frac{\underline{\rho}}{\varepsilon_r\varepsilon_0}$ où ε_r est différent selon le milieu (mais constant dans chacun puisqu'on suppose les milieux LHI)

Soit $\vec{\nabla}.\left(\varepsilon_r\ \underline{\vec{E}}\right) = \frac{\underline{\rho}}{\varepsilon_0} \Rightarrow \iiint \vec{\nabla}.\left(\varepsilon_r\ \underline{\vec{E}}\right) dv = \oiint \varepsilon_r\ \underline{\vec{E}}\ d\vec{s} = \iiint \frac{\underline{\rho}}{\varepsilon_0} dv$ et quand l'épaisseur tend vers 0, le volume devient de plus en plus petit et la charge devient surfacique $\iiint \frac{\underline{\rho}}{\varepsilon_0} dv = \frac{\underline{\sigma}}{\varepsilon_0}$. Et on trouvera $\left(\varepsilon_{r,2}\underline{\vec{E}}_2 - \varepsilon_{r,1}\underline{\vec{E}}_1\right).\vec{n} = \frac{\underline{\sigma}}{\varepsilon_0}$ (σ prend en compte uniquement les charges libres)

D'où $\varepsilon_{r,2}\underline{\vec{E}}_2 - \varepsilon_{r,1}\underline{\vec{E}}_1 = \frac{\underline{\sigma}}{\varepsilon_0}.\vec{n}$

✓ *Cas particulier :*

Lorsque $\varepsilon_{r,2} = \varepsilon_{r,1} = 1$, on a $\underline{\vec{E}}_2 - \underline{\vec{E}}_1 = \frac{\underline{\sigma}}{\varepsilon_0}.\vec{n}$

2. Champ magnétique

- *Continuité de la composante normale*

On a toujours $\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$. En utilisant le même principe que dans le cas de champ électrique on trouve $\vec{B}_{n,2} - \vec{B}_{n,1} = \vec{0}$

- *Discontinuité de la composante tangentielle*

✓ *Cas général :*

$$\vec{\nabla} \times \underline{\vec{B}} = \mu_r \mu_0 \left(\underline{\vec{j}} - i\omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \underline{\vec{E}} \right)$$

On a : $\oint \underline{\vec{B}}.d\vec{l} = \iint \vec{\nabla} \times \underline{\vec{B}}.d\vec{S}$

De plus, $\vec{E}$ est continu sur la composante tangentielle, et $\vec{j} \to +\infty$ sur la répartition, donc on peut enlever la contribution de $\underline{\vec{E}}$ dans l'expression $\vec{\nabla} \times \underline{\vec{B}} = \mu_r \mu_0 \left(\underline{\vec{j}} - i\omega \varepsilon_r \varepsilon_0 \underline{\vec{E}} \right)$, donc:

$$\vec{\nabla} \times \frac{\underline{\vec{B}}}{\mu_r} = \mu_0 \underline{\vec{j}}$$

Alors $\frac{\underline{\vec{B}}_{T,2}}{\mu_{r,2}} - \frac{\underline{\vec{B}}_{T,1}}{\mu_{r,1}} = \mu_0 \underline{\vec{j}}_s \times \vec{n}$

✓ *Cas particulier :*

Lorsque $\mu_{r,2} = \mu_{r,1} = 1$, on a alors $\underline{\vec{B}}_{T,2} - \underline{\vec{B}}_{T,1} = \mu_0 \underline{\vec{j}}_s \times \vec{n}$

✓ *Densité de courant surfacique*

En électrostatique, on trouve deux types de matériaux :

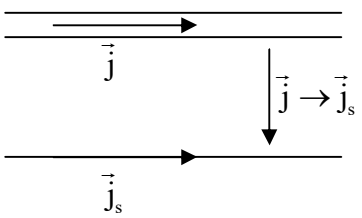
Les isolants, où il n'y a pas de déplacement possible, donc on peut imposer une charge surfacique (ou volumique)

Les conducteurs, qu'on ne peut charger qu'en surface.

En l'électromagnétisme, pour avoir un courant, il faut forcément un conducteur

On va voir que dans le cas réel, lorsque le courant circule, il circule nécessairement en volume, et donc qu'on n'a pas de relations symétriques entre $\vec{j}_s$ et σ.

Selon la modélisation qu'on adopte, on peut quand même avoir des courants considérés comme surfaciques : avec une feuille d'aluminium :



Pour un conducteur volumique limité par une surface :

Si on a un courant surfacique, $\vec{j} \to +\infty$ sur la surface ; mais $\vec{j} = \sigma \vec{E}$ et $\vec{E}$ est fini. Ainsi :

1. Pour un conducteur réel, σ est fini, donc nécessairement $\vec{j}$ l'est aussi, et donc $\vec{j}_s = \vec{0}$, soit : $\dfrac{\vec{B}_{T,2}}{\mu_{r,2}} - \dfrac{\vec{B}_{T,1}}{\mu_{r,1}} = \vec{0}$

Si $\mu_{r,2} = \mu_{r,1} = 1$, $\vec{B}_{T,2} - \vec{B}_{T,1} = \vec{0}$

2. Si on a un conducteur parfait, σ est infini, et $\vec{j}$ prend des valeurs infinies. Ainsi, à la surface, $\vec{E}$ est non nul donc $\vec{j} \to +\infty$ et on a une modélisation surfacique. Et à l'intérieur, $\vec{E} = \vec{0}$ donc $\vec{j} = \vec{0}$.

Ainsi, en régime variable, la présence de courant surfacique est un cas particulier, ou une conséquence de la modélisation choisie.

d. Les potentiels

Les potentiels ne sont que des outils mathématiques, et on peut parfois trouver des potentiels qui heurtent le sens physique, par exemple des potentiels donc l'effet semble précéder la cause. Mais du moment que $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont corrects, ce n'est pas gênant.

- *Existence des potentiels*

✓ *En électrostatique*, on a $\vec{\nabla}\times\vec{E} = \vec{0}$, et donc il existe V tel que $\vec{E} = -\vec{\nabla}.V$

On a même : $V = \iiint \frac{\rho}{4\pi\varepsilon_0 r} d\tau + cte$

✓ *En magnétostatique*, on a $\vec{\nabla}.\vec{B} = 0$, donc il existe $\vec{A}$ tel que $\vec{B} = \vec{\nabla}\times\vec{A}$

On a même : $\vec{A} = \iiint \frac{\mu_0 \vec{j}}{4\pi r} d\tau + \vec{\nabla}\varphi$

Ce potentiel vecteur est toujours défini en général.

On a $\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla}\times\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$

Donc $\vec{\nabla}\times\left(\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}\right) = \vec{0}$

Ainsi, il existe V tel que $\vec{E} + \frac{\partial\vec{A}}{\partial t} = \vec{\nabla}.V$

Où $\vec{E} = -\vec{\nabla}.V - \frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$.

On peut penser que la composante longitudinale du champ $\vec{E}$ correspond à $-\vec{\nabla}.V$, et la composante transversale à $-\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}$. On a ainsi trouvé une correspondance $\left(\vec{E}, \vec{B}\right) \leftrightarrow \left(V, \vec{A}\right)$

Lorsque les champs sont statiques, le champ électrique dérive d'un potentiel scalaire, V :

✓ Sans charges d'espace, ce potentiel scalaire doit vérifier l'équation de Laplace $\Delta V = 0$

✓ Avec charge d'espace dans un milieu homogène, ce potentiel doit vérifier l'équation de poisson $\Delta V = -\frac{\rho}{\varepsilon_0}$

- ✓ Tandis que, le champ magnétique dérive d'un potentiel vecteur $\vec{A}$, ce potentiel doit vérifier l'équation de poisson $\Delta \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}$

II. Problématique de la Haute Tension

A. Systèmes sous haute tension

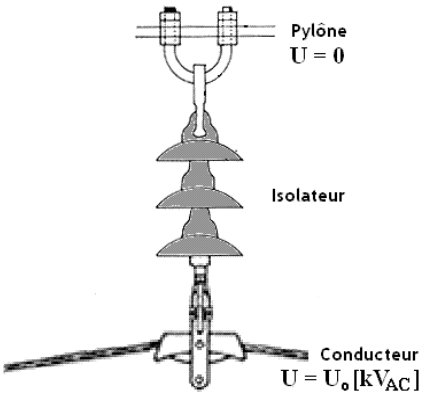
En haute tension, les problèmes pratiques se posent comme suit :

- ✓ Étant donné une configuration de corps isolants et de corps conducteurs, en quel point du système le champ électrique est-il maximal ?
- ✓ Quelle est cette valeur maximale du champ électrique, pour des potentiels électriques donnés ?
- ✓ Pour quelles valeurs des potentiels le champ électrique maximal atteint-il un seuil de claquage ?
- ✓ Comment modifier la géométrie du système et la nature des matériaux isolants, pour pouvoir abaisser ou augmenter les potentiels utiles ?

Le but de l'étude peut être :

- ✓ de pouvoir appliquer à l'objet un potentiel aussi élevé que possible.
- ✓ obtenir un claquage avec le minimum de potentiel.
- ✓ optimiser le coût de production de l'objet.

Les problèmes électrostatiques sont souvent posés en termes de distribution de charges. Mais dans la pratique, on dispose de générateurs qui permettent de contrôler le potentiel. On ne contrôle ni la quantité de charges ni la manière dont elles se répartissent



B. Effet de pointe

En haute tension, l'effet de pointe intervient toujours d'une manière ou d'une autre.

Manière négative :

1. en limitant les potentiels admissibles.
2. en produisant une ionisation, source de rayonnements électromagnétiques perturbateurs.
3. en provoquant une instabilité des tensions ou des courants.

Manière positive :

1. en permettant de contrôler le seuil et le point d'apparition d'une décharge.
2. en permettant d'obtenir un champ électrique localement élevé, à l'aide d'un potentiel relativement modeste ;
3. en limitant le potentiel à un niveau que l'on ne souhaite pas dépasser.

On notera qu'en pratique une pointe n'est jamais « parfaitement pointue » (le champ électrique y serait infini!). Lorsqu'un système comporte des pointes, sa modélisation doit prendre en considération leur forme réelle (rayon de courbure). De tels modèles posent également des problèmes de maillage, à cause de la très faible dimension de la pointe par rapport aux autres dimensions du système.

En outre, le traitement de l'effet de pointe est un problème « mal conditionné » : une toute petite différence dans la forme d'une pointe peut changer complètement le seuil de potentiel auquel le champ électrique atteint sa valeur disruptive. Sur le plan pratique, un système qui fait usage de pointes pour provoquer des décharges risque de voir ses caractéristiques se modifier assez rapidement au cours du temps. En effet, chaque décharge arrache quelques atomes à la pointe dont la géométrie se modifie ainsi progressivement.

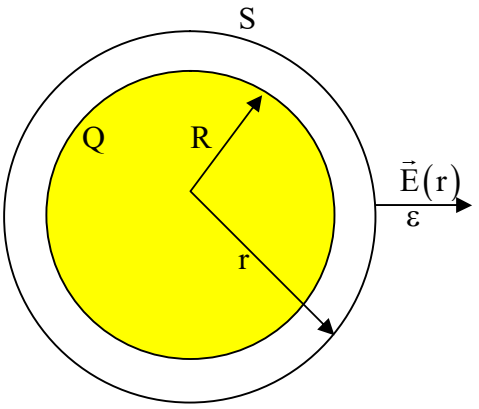
a. Cas d'une sphère

Soit une sphère conductrice de rayon R, portant une charge Q, entourée d'un milieu de permittivité ε.

Si l'on considère une surface sphérique S de rayon r à l'extérieur de la sphère, le théorème de Gauss nous permet d'écrire :

On a
$$\oiint_S \vec{E}(r).\vec{ds} = \frac{Q}{\varepsilon} \Rightarrow E(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon.r^2}$$
$$\vec{E}(r) = -\vec{\nabla}.V \Rightarrow V(r) = \frac{Q}{4\pi\varepsilon.r}$$

Alors $E(r) = \frac{V(r)}{r}$ et $E(R) = \frac{V(R)}{R}$

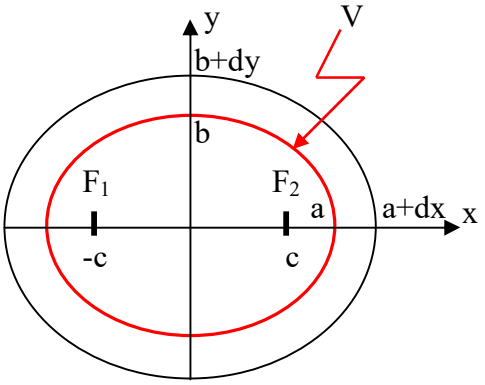


b. Cas d'un ellipsoïde de révolution

Soit un ellipsoïde de révolution conducteur (parfait) de demi-axes a et b, portée à un potentiel V.

À démontrer : Les intensités E_a et E_b du champ électrique aux extrémités des demi-axes sont liées par la relation $E_a/a = E_b/b$

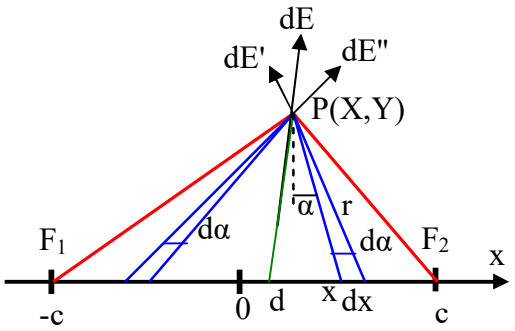
✓ *Propriétés de l'ellipsoïde*



1. L'ellipsoïde de demi-axes a et b, placés sur les axes x et y d'un système de coordonnées cartésiennes, a ses foyers en $F_1(-c\ ;\ 0)$ et $F_2(c\ ;\ 0)$, avec . $c^2 = a^2 - b^2$
2. En tout point P de l'ellipsoïde, la bissectrice d de l'angle F_1PF_2 est perpendiculaire à la tangente t.

✓ *Distribution linéique de charges*

Considérons des charges distribuées uniformément sur un axe, entre les points F_1 et F_2, avec une densité linéique de charge λ [C/m]. Calculons le champ électrique engendré par ces charges en un point P(X,Y) quelconque extérieur à l'axe.



Pour cela, on considère une petite tranche de l'axe comprise entre x et x + dx, ce qui correspond à un angle compris entre α et α+dα par rapport à la verticale abaissée du point P.

L'élément de champ électrique dE' est donné par :

$$dE' = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{\lambda dx}{r^2}$$

Afin d'éliminer dx et r, on procède aux changements de variables suivants :

$$\cos\alpha = \frac{Y}{r} \Rightarrow r = \frac{Y}{\cos\alpha}$$

$$tg\alpha = \frac{x-X}{Y} \Rightarrow x = Y.tg\alpha + X \Rightarrow dx = \frac{Y}{\cos^2\alpha} d\alpha$$

$$\Rightarrow dE' = \frac{1}{4\pi\varepsilon} \cdot \frac{1}{Y} d\alpha$$

Il apparaît que cet élément de champ ne dépend plus que de l'ordonnée Y du point P et de l'élément d'angle $d\alpha$. Or d étant la bissectrice de l'angle F_1PF_2, à tout élément d'angle $d\alpha$ situé d'un côté de cette droite correspond un $d\alpha$ symétrique situé de l'autre côté, qui produit un élément de champ dE". Les éléments dE' et dE" étant symétrique par rapport à d et de même intensité, la résultante dE sera portée par la droite d. En appliquant ce raisonnement sur l'ensemble des charges présentes entre F_1 et F_2, il en découle que le champ électrique total au point P est porté par la bissectrice de l'angle F_1PF_2.

✓ *Équipotentielles*

L'électrostatique nous apprend que les équipotentielles sont toujours perpendiculaires aux lignes de champ. Dans le cas présent, cela permet de formuler la conclusion partielle suivante:

Lorsque des charges sont uniformément distribuées sur un segment de droite d'extrémité F_1 et F_2, les équipotentielles sont en tout point P perpendiculaires à la bissectrice de l'angle F_1PF_2. En vertu des considérations géométriques formulées ci-dessus au point 1, ces équipotentielles sont donc des ellipsoïdes de foyers F_1 et F_2 (famille d'ellipsoïdes homofocaux).

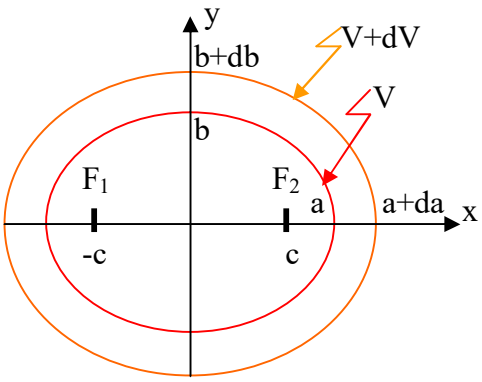
✓ *Champs électriques aux extrémités des demi-axes*

Nous avons donc maintenant un conducteur ellipsoïdal de révolution, de demi-axes a et b, avec : $c^2 = a^2 - b^2$

Considérons une équipotentielle voisine de ce conducteur. Ses demi-axes seront a + da et b + db.

En dérivant la relation $c^2 = a^2 - b^2$

$$2c.dc = 2a.da - 2b.db$$



Mais comme les foyers du conducteur et de l'équipotentielle sont les mêmes, dc = 0, de sorte que :

$$\frac{db}{da} = \frac{a}{b}$$

Soit V le potentiel auquel se trouve le conducteur et V+dV le potentiel de l'ellipsoïde voisin. Le champ électrique étant le gradient du potentiel, il est donné aux extrémités des demi-axes par :

$$E_a = -\frac{dV}{da}$$

$$E_b = -\frac{dV}{db}$$

$$\Rightarrow \frac{E_a}{db} = \frac{E_b}{da} \Rightarrow \frac{E_a}{E_b} = \frac{b}{a}$$

Conclusion : Le champ est plus élevé à l'extrémité du plus grand des demi-axes, autrement dit là où la courbure est plus forte.

✓ *Question*

Aurait-on pu calculer les champs électriques E_a et E_b , à partir du champ à la surface d'une sphère, et en tenant compte uniquement de la courbure locale de l'ellipsoïde ?

Pour répondre à la question, le plus simple est d'essayer !

Les rayons de courbure aux extrémités des demi-axes sont donnés par les relations géométriques :

$$R_a = \frac{b^2}{a} \quad , R_b = \frac{a^2}{b}$$

En utilisant ces relations pour calculer le champ électrique selon la formule de la sphère

$$E_a = \frac{V}{R_a} = \frac{V.a}{b^2} \text{ et } E_b = \frac{V}{R_b} = \frac{V.b}{a^2}$$

$$\Rightarrow \frac{E_a}{E_b} = \frac{b^3}{a^3}$$

Remarque : On ne peut pas calculer le champ électrique en un point d'une surface conductrice quelconque, en approximant cette surface par une sphère qui aurait localement le même rayon de courbure.

C. Facteur de Schwaiger

Le facteur de Schwaiger caractérise un intervalle isolant, situé entre deux conducteurs susceptibles d'être portés à des potentiels différents. Il est défini comme le rapport entre le champ homogène Eh et le champ maximal E_{max}.

E_h est le champ que l'on aurait si les électrodes étaient planes, infinies et séparées par la plus petite distance d existant entre les conducteurs : $E_h = \Delta V/d$

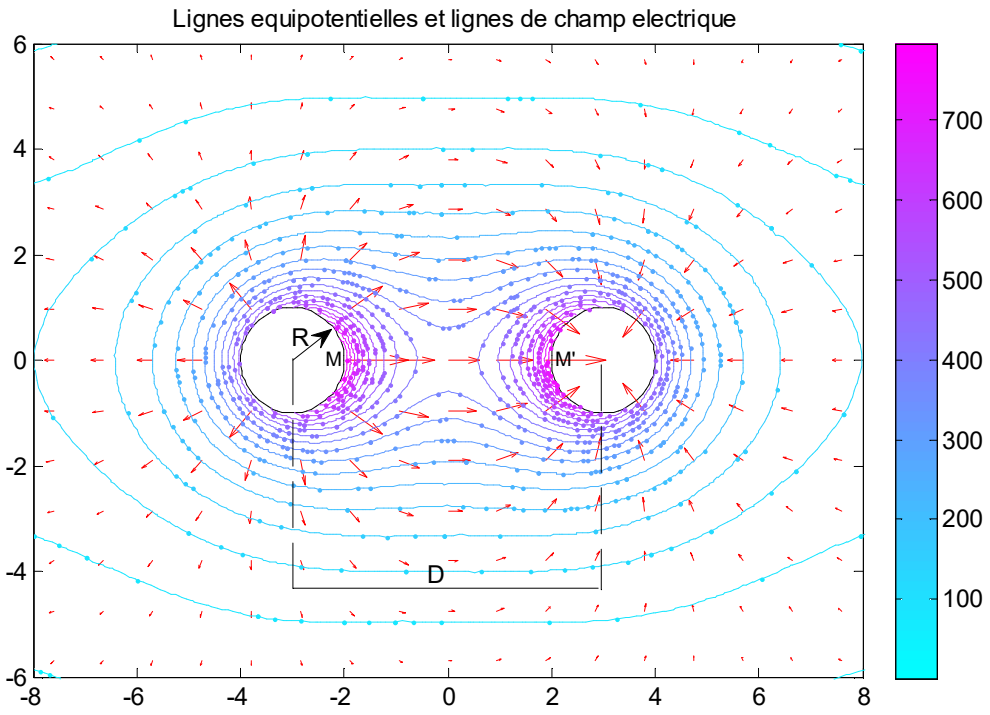
E_{max} est la valeur du champ en un point de l'intervalle où elle atteint un maximum absolu.

$$\eta = \frac{E_h}{E_{max}}$$

Comme on l'a vu dans le cas de l'ellipsoïde, le champ maximal n'est pas défini localement par le rayon de courbure : il dépend de l'ensemble de la géométrie du système. Il en va donc de même pour le facteur de Schwaiger.

a. Eclateur à sphère

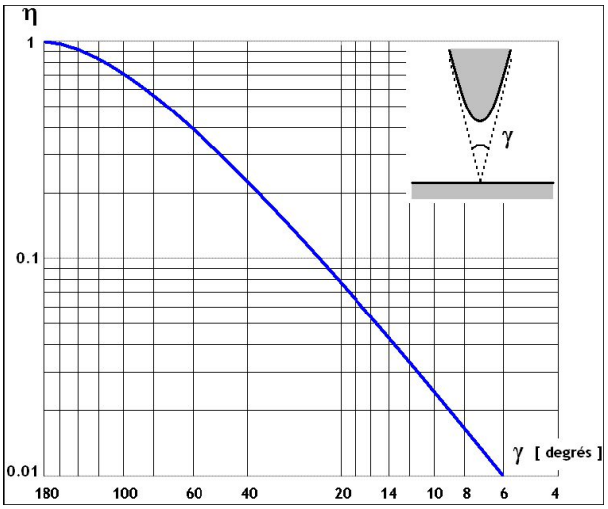
Ce type d'éclateur, formé de deux sphères de même diamètre, est utilisé comme référence pour l'étalonnage des instruments de mesure des hautes tensions.



Lorsque les sphères sont portées à des potentiels différents, le champ électrique est maximal aux points M et M'. Le facteur de Schwaiger de l'intervalle est donné par la relation approchée :

$$\eta \cong \frac{1}{0.45} \cdot \frac{R}{D} \quad \text{pour } D > 3R$$

b. Eclateur pointe-plan

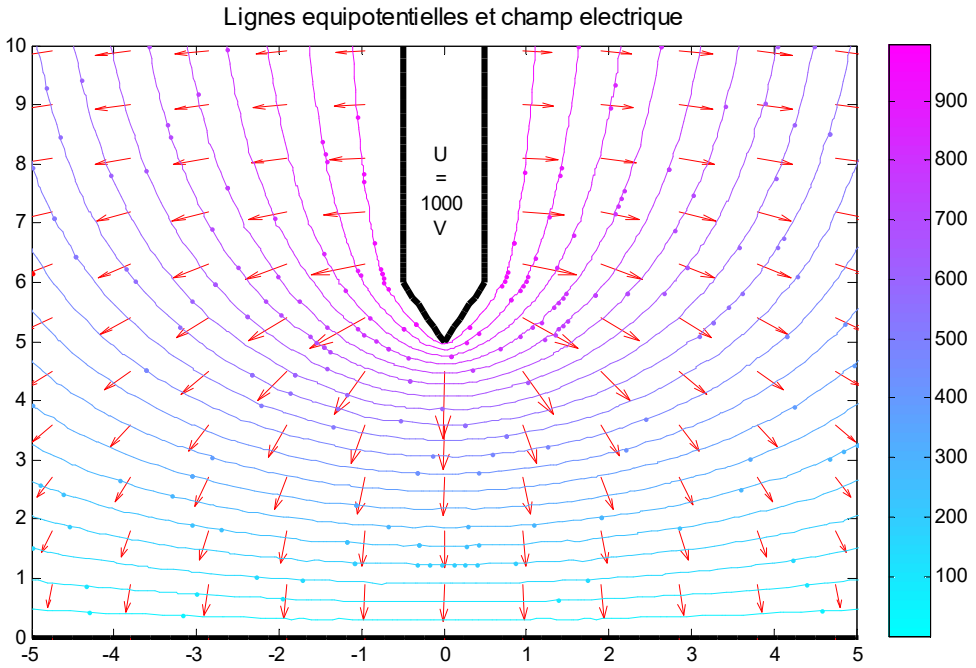


L'éclateur pointe-plaque (électrode conique située en face d'une électrode plane) est souvent utilisé pour la mesure des tensions continues. Le champ n'y est évidemment pas uniforme. De plus, la non-uniformité dépend du rayon de courbure de la pointe qui ne peut évidemment pas être considérée comme « parfaitement pointue » (car le champ y serait infini).

Des modèles de pointe hyperbolique ont souvent été étudiés du fait qu'ils présentent le (seul) mérite de donner lieu à une solution analytique :

$$\eta = \sin\frac{\gamma}{2}\,\mathrm{tg}\frac{\gamma}{2}\ln\left(\mathrm{ctg}\frac{\gamma}{2}\right)$$ Avec γ est l'angle formé par les asymptotes de l'hyperboloïde.

La figure suivante montre les lignes équipotentielles et le champ électrique dans le cas d'une pointe plan, la pointe est soumise à une tension de 1000 V

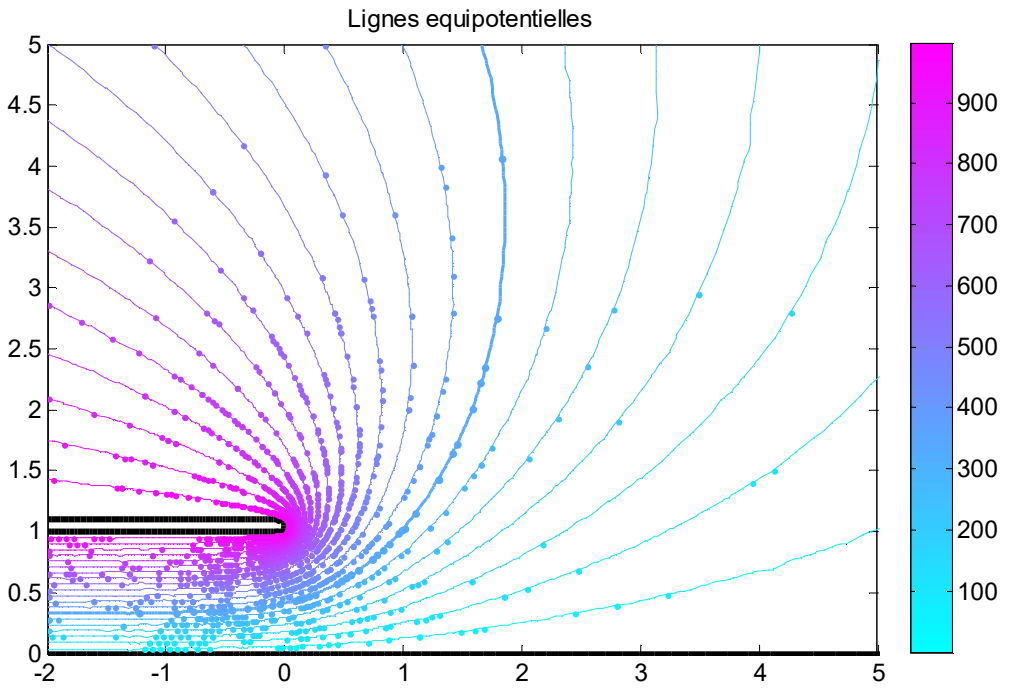


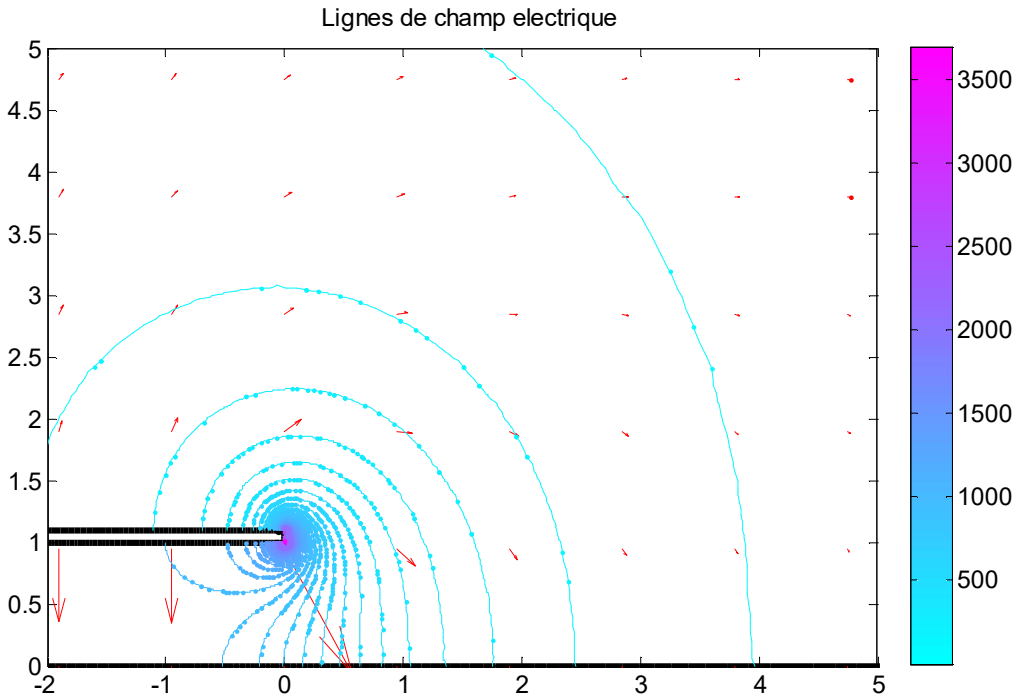
D. Electrodes de Rgowski

A l'aide de la méthode des transformations conformes, il est possible de représenter les équipotentielles et les lignes de champ électrique dans le cas des électrodes planes semi-infinies. Ces transformations conformes présentent l'inconvénient de nécessiter, pour chaque configuration d'électrode, une nouvelle relation analytique de passage du plan réel (x,y) au plan (u,v). Les lignes de champ et les équipotentielles trouvées dans la géométrie simple (le plus souvent un condensateur plan infini) seront reportées dans la géométrie réelle au moyen des fonctions inverses. Maxwell à montrer qu'il existe une transformation conforme dans ce cas :

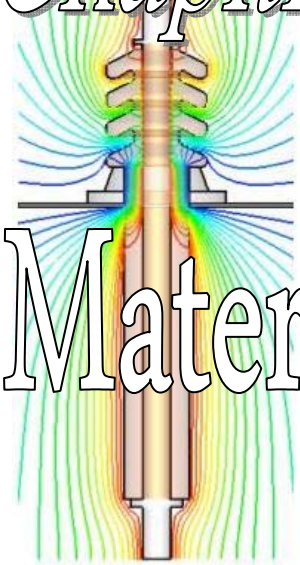
$$\begin{cases} x = \dfrac{d}{2\pi}\left(u + 1 + e^{u}\cos v\right) \\ y = \dfrac{d}{2\pi}\left(v + e^{u}\sin v\right) \end{cases}$$ où d est la distance entre les deux électrodes

Les électrodes de *Rogowski* suivent le profil des équipotentielles correspondant à v = ± π/2, qui assure la meilleure uniformité possible du champ, sans jamais dépasser la valeur du champ au centre des électrodes. Dans ce qui suit on montre les lignes équipotentielles et le champ électrique dans le cas d'une électrode bornée soumise à une tension de 1000 V parallèle à un plan infini de tension nulle.





Chapitre: 3



Materiaux Diélectriques

I. Définitions

Un ***diélectrique*** est une substance dont la propriété électromagnétique fondamentale est d'être polarisable par un champ électrique.

Un ***isolant*** est un matériau destiné à empêcher la conduction électrique entre des éléments conducteurs.

Un ***isolant*** est un matériau de conductivité électrique faible - pratiquement négligeable -, utilisé pour séparer des pièces conductrices portées à des potentiels différents.

Un ***isolant*** est une substance dans laquelle la bande de valence est une bande pleine séparée de la première bande d'excitation par une bande interdite d'une largeur telle que, pour faire passer dans la bande de conduction des électrons de la bande de valence, il faut une énergie assez grande pour entraîner une décharge disruptive.

II. Types d'isolant

A. isolants solides

a. Gutta-percha

La gutta-percha est une substance voisine du caoutchouc, mais peu élastique, qui sera découverte en 1832 à Singapour par un aide-chirurgien anglais, William Montgomerie. Ce matériau est sécrété par un arbre, le Palaquium gutta, ainsi que par des espèces voisines. Montgomerie introduira la gutta percha en Europe en 1843, où elle a permis de fabriquer la première balle de golf (1845), avant de jouer, dès 1850, un rôle essentiel dans le développement des câbles télégraphiques, puis ceux du réseau haute tension, pour tous les niveaux de tension.

Aujourd'hui, ce produit est surtout utilisé par les dentistes…

b. Les polymères

Les polymères (appelés *plastiques* dans la vie courante), formés par assembles d'un grand nombre de monomères identiques, se répartissent en deux grandes catégories :

les *thermoplastiques*, structures chimiques à deux dimensions qui se ramollissent plus ou moins lorsque la température augmente, cela de manière quasiment réversible. Inversement, lorsque la température baisse, les thermoplastiques passent par une *transition vitreuse* et deviennent alors tout à fait rigide. En général la transition vitreuse des plastiques utilisés quotidiennement survient à une température Tv plus élevée que la température ambiante :

Polymère	**Tv [°C]**
Teflon (polyfluoroéthylène)	327
Polycarbonate	145
Plexiglas (polyméthyl métacrylate)	114
Polystyrène	100
PVC (polyvinylechloride)	85
PET (polyéthylène téréphtalate)	76
Nylon	47

Toutefois, certains thermoplastiques, font exception et sont utilisé pour leur souplesse à température ambiante, en particulier comme emballage :

Polymère	**Tv [°C]**
Polyéthylène	-78
Polypropylène	-10

Les principaux thermoplastiques utilisés comme isolants en haute tension sont le polystyrène (isolation de condensateur), le polyéthylène (PE) que l'on trouve sous différentes formes – polyéthylène basse densité (LDPE) ou haute-densité (HDPE), ainsi que le polyéthylène réticulé (XLPE) – et le teflon, très cher, et surtout utilisé pour des câbles moyenne tension qui sont soumis à des contraintes de dimensionnement ; le teflon supporte en effet des champs électriques très intenses tout en présentant un certaine souplesse.

Certains thermoplastiques synthétiques ont été développés spécialement pour leur résistance à la chaleur. Ils servent de substituts à l'amiante et à la cellulose. Ces produits sont connus sous leurs noms commerciaux : Nomex, Kevlar, Prespan…, et sont couramment utilisés en haute tension, en combinaison avec des huiles isolantes (du fait de leur porosité).

Les *thermodurcissables*, structures chimiques à trois dimensions, qui durcissent de manière irréversible lorsque la température augmente, sous l'effet d'une réaction chimique particulière. Beaucoup de ces matériaux sont appelés *résines* mais pour ces dernières, la réaction chimique qui assure le durcissement peut être induite par un catalyseur.

De telles résines sont utilisées en haute tension pour « noyer » un dispositif dans l'isolant, comme on le fait par exemple pour des transformateurs de mesure. De telles isolations ne demandent aucun entretien et durent des dizaines d'années, tout au moins en utilisation intérieure. En revanche, à l'extérieur, les résines subissent une corrosion due aux effets combinés du champ électrique et des variations météorologiques. Elles ont en outre l'inconvénient de présenter des pertes diélectriques relativement importantes, et excluent toute possibilité de réparation de l'objet.

c. Les élastomères

Les élastomères sont caractérisés par leur élasticité exceptionnelle. Il existe des élastomères thermoplastiques, qui présentent une transition vitreuse à une température inférieure à la température ambiante, et des élastomères thermodurcissables ou chez lesquels le durcissement est obtenu par un catalyseur.

Le caoutchouc naturel est un élastomère tiré d'une sécrétion de latex produite par l'hévéa, un arbre originaire d'Amazonie, exploité depuis 3000 ans. Toutefois, le caoutchouc naturel se comporte comme un liquide visqueux et collant, tant qu'il ne subit pas une vulcanisation : procédé thermochimique de pontage des chaînes du polymère (en présence de soufre), qui permet d'en faire un solide élastique. La plus remarquable propriété du caoutchouc est en effet son *élasticité*, soit la capacité de s'allonger de plus de 600%, et de manière réversible, sous l'effet d'une force extérieure. Les pneus des voitures constituèrent la première application industrielle du caoutchouc.

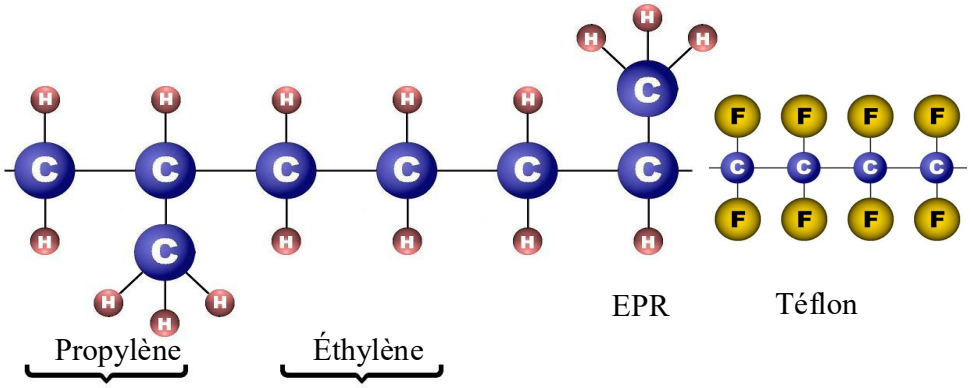
La demande croissante en élastomères a conduit à l'élaboration de caoutchoucs synthétiques, dont il existe trois principales sortes :

le Néoprène, qui est le nom commercial de la famille des polychloroprènes, a été obtenu par polymérisation du chloroprène pour la première fois en 1931 aux États-Unis. Le Néoprène, vingt fois plus cher que le caoutchouc synthétique, est en particulier

utilisé comme joint d'étanchéité, du fait qu'il résiste bien aux huiles et aux graisses ; mais sa résistance à toutes sortes de produits corrosifs le prédisposent à de nombreuses applications, telles des combinaisons vestimentaires professionnelles, des bottes, des gants, des récipients, des boîtiers d'appareils, etc.

Le SBR *(styrene-butadiene rubber)* a été développé en Europe à partir de 1955, pour concurrencer le Néoprène. Certaines de ses variantes présentent une très bonne résistance mécanique ce qui en fait un matériau de choix pour les pneumatiques des voitures.

l'EPR *(Éthylène-Propylène-Rubber)* a également de nombreuses applications et il est couramment utilisé comme isolation des câbles à haute tension, et même à très haute tension. Sa température Tv de transition vitreuse se situe vers –50°C.



B. Isolants liquides

Les huiles minérales, dont les molécules sont basées sur des composés de carbone et d'hydrogène, sont utilisées en haute tension dans les transformateurs (puissance, distribution, mesure), dans les condensateurs et dans les appareils de coupure (disjoncteurs, sectionneurs). Leur première qualité est de pouvoir supporter des champs électriques élevés *(rigidité diélectrique)*.

Par ailleurs, elles sont généralement très fluides, de manière à assurer, en plus de l'isolation électrique, le refroidissement par convection naturelle ou forcée. C'est le cas en particulier dans les transformateurs de puissance où la chaleur doit être efficacement évacuée. Or les huiles s'épaississent lorsque la température baisse (leur viscosité augmente) et au-dessous d'une certaine température, appelée *point d'écoulement*, elle ne coule plus du tout. Les huiles minérales couramment utilisées présentent l'avantage d'être utilisables jusque vers – 40°C. À l'inverse, à température élevée, le risque existe toujours de voir l'huile prendre feu ; les grandes quantités d'huile présentes dans un transformateur de puissance, par exemple, constituent donc évidemment un risque d'incendie.

Enfin, compte tenu de la longue durée de vie des équipements utilisés dans les réseaux d'énergie électrique, on attend de ces huiles qu'elles conservent des spécifications électriques acceptables durant plusieurs décennies. Ainsi, les principaux paramètres servant à caractériser les performances d'une huile utilisée comme isolant sont :

- ✓ sa rigidité diélectrique (de 20 à 30 kV/mm) ;
- ✓ sa viscosité cinématique (de 3 à 16 mm2/s à 40 °C ; jusqu'à 1800 mm2/s à – 30°C) ;
- ✓ son point d'écoulement (de – 30 à – 60°C) ;
- ✓ son point d'éclair ou : point d'inflammabilité (de 95 à 140 °C) ;
- ✓ sa stabilité physico-chimique.

a. Les huiles végétales

Pour des raisons économiques (épuisement des ressources en pétrole, augmentation progressive de son prix) et aussi écologiques (biodégradabilité), de nombreuses recherches tentent de trouver des huiles végétales de substitution. Différentes plantes ont été testées à cette fin : le colza, le tournesol, l'arachide, l'olive, le ricin, etc. C'est ainsi qu'Électricité de France (EDF) a mis en service en 2008, douze transformateurs isolés à l'huile de colza, dans la région Poitou-Charentes.

Plusieurs problèmes se posent toutefois :

- ✓ le fait que les huiles végétales se solidifient déjà vers -15°C. Une entreprise québécoise (Oléotek) a toutefois développé une huile végétale liquide jusqu'à -75°C.

- ✓ la stabilité physico-chimique : les huiles végétales sont généralement moins stables chimiquement (oxydation) et plus sensibles aux rayonnements ultraviolets que les huiles minérales (raison pour laquelle on met les huiles alimentaires dans des bouteilles opaques).

- ✓ Les huiles végétales passent pour être plus chères que les huiles minérales: à voir à l'avenir, selon l'évolution des prix du pétrole !

b. Les additifs

Les huiles contiennent des additifs, destinés à améliorer les différents paramètres mentionnés précédemment. Il s'agit principalement :

- ✓ des antioxydants, qui servent à retarder la dégradation physico-chimique des huiles ;

- ✓ des abaisseurs de point d'écoulement, qui améliore les caractéristiques à basse température ;

- ✓ les retardateurs de flamme, qui vise à réduire le risque d'incendie.

Le cas des PCB

Parmi les additifs célèbres, il faut citer les PCB (poly-chlorobiphényles, qui existent sous 209 formes différentes). Ces produits ont été largement utilisés en raison de leur résistance au feu et de leur faible coût. Ils permettaient ainsi d'atténuer un défaut des huiles isolantes qui est leur haute inflammabilité, avec des dégagements de chaleur qui atteignent 50 MJ/kg. À titre de comparaison, le bois produit environ 3,5 MJ/kg.

Toutefois, les PCB sont totalement interdits, au niveau international, depuis plus de vingt ans, en raison de leur toxicité : s'accumulant progressivement dans le corps, aussi bien que dans l'environnement, ils causent des dégâts à pratiquement tous les organes, de la peau aux reins, en

passant par le foie, la rate et le cerveau ou encore le système immunitaire. L'élimination des transformateurs et des condensateurs contenant des PCB n'est pas encore totalement achevée, la durée de vie de ces équipements pouvant aller jusqu'à un demi-siècle. Tous les équipements présentant des concentrations de PCB dans l'huile supérieures à 500 ppm devront toutefois être éliminés d'ici l'an 2010.

C. Isolants gazeux

Dans les conditions normales, un des meilleurs isolants connus est l'air qui nous entoure. Ses caractéristiques thermiques sont supérieures à celles des porcelaines ; il peut aussi agir comme agent de refroidissement et ne coûte absolument rien .Cependant, à des températures élevées, l'air devient bon conducteur par suite du phénomène d'ionisation.

Ces isolants gazeux ayant des propriétés particulières :

- ✓ Rigidité diélectrique variable suivant la nature de gaz;
- ✓ Permittivité faible, les gaz sont auto-générateurs;
- ✓ Phénomène d'ionisation des gaz;
- ✓ Légers et inflammables.

Les principaux isolants gazeux sont : l'air atmosphérique, l'azote, gaz rares de l'air, l'hydrogène et l'hexafluorure de soufre (SF_6) qui est le gaz le plus utilisé dans la pratique

a. Hexafluorure de soufre (SF_6)

Le SF6 est largement utilisé dans la technologie moyenne tension et haute tension (disjoncteurs, sous-stations de transformation) depuis 1960. Avec une densité de 4,75 par rapport à l'air, il est l'un des gaz les plus lourds qui existent. On l'achète généralement sous forme liquéfiée, sous une pression d'environ 2,2 MPa.

D'importants progrès ont été réalisés dans l'optimisation des installations au SF6, au cours des 40 dernières années. Cela s'est traduit par une forte diminution de la quantité de gaz nécessaire : ainsi, les quantités de SF6 introduites dans les installations à haute tension (supérieure à 100 kV)

ont diminué de 70% environ, entre 1970 et 2000. Il en résulte un avantage économique mais aussi une réduction appréciable des fuites.

En technologie électrique, l'intérêt du SF_6 est qu'il supporte des champs électriques uniformes 2,5 fois supérieurs ceux que l'on peut appliquer dans l'air, à pression atmosphérique (0,1 MPa). Et dans les champs non uniformes, ce rapport atteint 5 fois à 0,2 MPa. Ainsi, les distances d'isolement, ainsi que la taille des équipements isolés au SF_6 , s'en trouvent considérablement réduites, par rapport à leurs homologues isolés à l'air.

En outre, sa chaleur spécifique est 3,7 fois supérieure à celle de l'air, ce qui limite significativement l'échauffement des équipements.

L'hexafluorure de soufre pur n'est pas toxique. En revanche, la fabrication de ce gaz laisse parfois subsister d'autres composés de soufre (SF_4 , SF_2 , S_2F_2 , S_2F_{10}) dont certains peuvent être toxiques. D'autres impuretés sont susceptibles de nuire à la qualité diélectrique du gaz. La norme CEI 60376, *Spécifications de la qualité technique de l'hexafluorure de soufre (SF_6) pour utilisation dans les appareils électriques*, spécifie les niveaux suivants pour les impuretés admissibles au moment de la livraison :

Air :	2g/kg
Huile minérale :	10 mg/kg
CF4 :	2,4 /kg
Acidité totale :	1 mg/kg
H2O :	25 mg/kg
Impureté totale :	0,3% vol.

III. Caractéristiques des matériaux diélectriques

A. Conductivité

Les valeurs données dans les tables pour la résistivité transversale en tension continue, pour un matériau donné, doivent être considérées comme des moyennes usuelles : elles peuvent se révéler complètement différentes, en fonction du mode de fabrication du matériau ou des impuretés qui

s'y trouvent. Dans les isolants polymères, il semble que les impuretés constituent même la principale source de conduction. Cependant, on a pu montrer que dans le nylon, ce sont des ions H+, issus de la structure même de ce matériau, qui assure la conductivité.

D'une manière générale, les mécanismes de conduction dans les isolants solides restent controversés et diffèrent probablement d'un matériau à l'autre. Dans les isolants liquides et gazeux, la conductivité est due à la présence d'ions d'origine diverses (impuretés en solution, ions formés par des rayonnements UV, etc.). Du fait des nombreux paramètres qui peuvent jouer un rôle dans l'écoulement d'un courant, à l'intérieur et autour d'un isolant, il est important de spécifier les conditions dans lesquelles des valeurs de conductivité ont été mesurées. Les valeurs données dans les tables se réfèrent souvent à des conditions de mesure spécifiées dans une norme. Or les conditions fixées par cette norme ne correspondent pas forcément aux conditions dans lesquelles l'isolant sera réellement utilisé.

a. Conductivité transversale

Dans les isolants, la conductivité transversale dépend de la température absolue T selon une loi assez bien vérifiée dans un grand nombre de matériaux : $\sigma = \sigma_0 \exp\left(-W/kT\right)$

Avec : W = énergie d'excitation propre au matériau. k = constante de Boltzmann. σ_0 = constante correspondant à limite de la conductivité lorsque la température tend vers l'infini.

b. Conductivité superficielle

La conductivité superficielle est due à l'humidité, à une fine couche de polluants ou à la présence d'ions qui se forment à la surface de l'isolant, que ce soit par réactions chimiques ou par l'effet de rayonnement. De ce fait, la conductivité superficielle dépend en partie du matériau (de son affinité pour les molécules d'eau ou de polluants extérieurs) et aussi de l'environnement (composition chimique et rayonnements).

Contrairement à ce qui se passe avec les conducteurs électriques, la conductivité superficielle des isolants n'est pas négligeable par rapport à leur conductivité transversale. Elle est même généralement du même ordre de grandeur.

Comme on peut s'y attendre, par analogie avec la résistance transversale, la résistance superficielle, $R_s = U/I_s$, pour la surface comprise entre deux électrodes, est proportionnelle à la distance d qui les sépare et inversement proportionnelle à la longueur des électrodes. Le coefficient de proportionnalité s est la résistivité superficielle et se mesure donc en ohms. Les anglo-saxons notent la résistivité superficielle en ohms/square (Ω/sq), apparemment pour indiquer qu'il s'agit d'une résistivité de surface. La conductivité superficielle, σ_s, se mesure en siemens [S] et vaut l'inverse de la résistivité ρ_s [Ω].

c. Résistance d'isolement

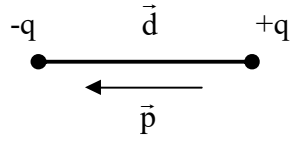
La *résistance d'isolement* entre deux électrodes séparées par un isolant est définie comme le rapport entre la tension continue U_{DC} appliquée et le courant total (courant transversal I + courant de surface I_s), mesuré un certain temps après l'application de la tension :

$$R_{isol} = \frac{U_{DC}}{I+I_s}$$

Pourquoi *un certain temps* après l'application de la tension ? Parce que l'enclenchement d'une tension sur un isolant donne lieu à différents mécanismes transitoires. Pour la détermination de la résistance d'isolement, le courant doit être mesuré lorsque ces phénomènes sont passés. La règle usuelle est de mesurer le courant 1 minute après l'application de la tension.

B. Polarisation électrique

Le processus de polarisation électrique consiste dans l'apparition à l'échelle macroscopique d'un moment dipolaire moyen par l'unité de volume P sous l'action d'un champ électrique appliqué au matériau. On appelle diélectrique un matériau susceptible d'être polarisable.



A l'échelle microscopique, la polarisation est liée de l'induction des moments dipolaires ou de l'orientation des moments dipolaires spontanés (permanents).

Un dipôle électrique est un système formé de deux charges

ponctuelles de même valeur et de signes opposés, séparées par une distance d. Le moment dipolaire p est défini par :

$$\vec{p} = q.\vec{d}$$

Dans un volume dV infinitésimal mais supposé tout de même assez grand pour contenir un nombre élevé de dipôles, on définit la polarisation P par la relation :

$$\vec{P} = \frac{d\vec{p}}{dV}$$

Où $\vec{P}$ est la somme vectorielle des moments dipolaires contenus dans le volume dV. La polarisation peut être temporaire ou permanente. La polarisation temporaire $\vec{P}$ qui dépende de l'existence du champ électrique $\vec{E}$ a l'expression :

$$\vec{P} = \chi_e \, \varepsilon_0 \, \vec{E}$$

Où χ_e s'appelle la susceptibilité diélectrique relative.

Avec la relation :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \, \vec{E} + \vec{P}$$

On déduit :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \, \varepsilon_r \, \vec{E}$$ Avec : $\varepsilon_r = 1 + \chi_e$ ε_r : est la permittivité relative du diélectrique.

A l`échelle microscopique, la polarisation est décrite par la relation :

$$\vec{P} = N \, \alpha \, \vec{E}_L$$

N étant le nombre volumique de moments dipolaires, α le facteur de polarisation et $\vec{E}_L$ le champ électrique local.

Le champ local (intérieur) agissant sur dipôles est donné par l'expression :

$$\vec{E}_L = \vec{E} + \frac{\gamma}{\varepsilon_0}\vec{P}$$

Où $\vec{E}$ est le champ extérieur et γ une constante qui dépende de la structure du matériau (nulle pour les gaz et 1/3 pour les structures avec symétrie sphérique).

Dans un diélectrique, le champ électrique appliqué déplace légèrement les charges positives et négatives les unes par rapport aux autres, provoquant l'apparition de dipôles électriques ou tende à aligner les moments dipolaires permanents (dans le cas du diélectrique polaire).

Les plus importants mécanismes de polarisation sont :

1. polarisation électronique;
2. polarisation ionique;
3. polarisation par orientation.

Les matériaux non homogènes peuvent présenter une polarisation supplémentaire appelée polarisation interfaciale.

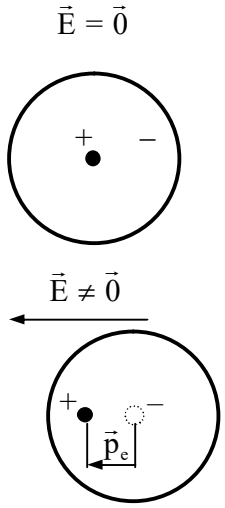
a. Polarisation électronique

Cette polarisation est due à un déplacement relatif du noyau de l'atome par rapport à l'ensemble des électrons qui l'entourent. Tous les atomes présentent ce type de polarisation jusqu'à une fréquence 10^{15} Hz (domaine de la lumière visible).

Chaque atome peut être considéré comme formé d'un noyau ponctuel portant la charge $+Zq_0$ entouré des électrons avec la charge $-Zq_0$ contenus dans une sphère. En l'absence du champ électrique le noyau se trouve au centre de la sphère. Le champ extérieur E_0, respectivement le champ local E_L crée des forces électriques qui déplacent en sens contraires la sphère contenant la charge négative et le noyau. Il en résulte un léger déplacement des centres de charge électrique et le moment dipolaire p_e. Pour de faibles champs, la valeur du moment dipolaire est proportionnelle au champ électrique local. On écrit en général :

$$\vec{p}_e = \alpha_e \vec{E}_L$$

Où α_e représente le facteur de polarisation électronique. Le facteur de polarisation électronique est très faible et pratiquement indépendant de température.



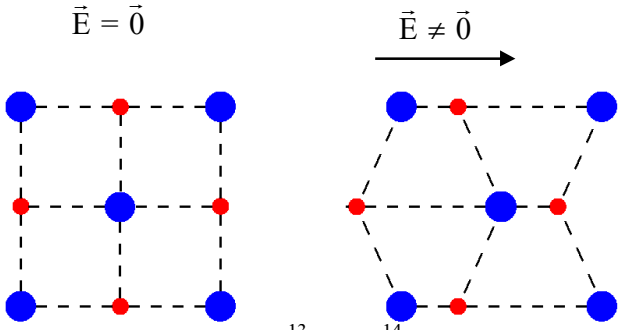
Alors, la polarisation électronique est donnée par l'expression :

$$\vec{P}_e = N_e \alpha_e \vec{E}_L$$

N_e étant le nombre d'atomes par unité de volume

Comme le nombre d'atomes et de moments dipolaires par unité de volume varient peu avec la température (un décroissement à cause de la dilatation thermique), la polarisation P_e et la permittivité ε_r sont pratiquement indépendantes de la température.

b. Polarisation ionique



Se rencontre dans les cristaux ioniques. Sous l'action du champ électrique, les ions de signes opposés se déplacent légèrement en sens contraires car le réseau s'oppose à de grands déplacements. Ce type de polarisation se manifeste jusqu'à des fréquences comprises entre 10^{13} et 10^{14} Hz (les domaines hyperfréquences - infrarouge).

On considère trois ions voisins dans un cristal ionique unidimensionnel parallèle au champ appliqué. On peut observer que dans l'absence du champ électrique :

$$\vec{p}_{10} + \vec{p}_{20} \neq \vec{0} \text{ (Le cristal est non polarisé).}$$

Sous l'action du champ $\vec{E}$ les ions se déplacent par rapport à leurs positions de repos. Ces nouvelles positions correspondent à l'équilibre entre les forces de rappel et la force due au champ local. La valeur du moment dipolaire est proportionnelle au champ électrique local :

$$\vec{p}_i = \alpha_i \ \vec{E}_L$$

Où α_i représente le facteur de polarisation ionique. La polarisation ionique vaut :

$$\vec{P}_i = N_i \ \alpha_i \ \vec{E}_L$$

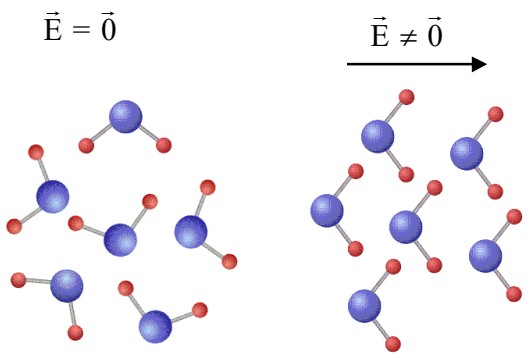
N_i étant le nombre de dipôles (paires d'ions) par unité de volume.

Le facteur de polarisation ionique croît lentement avec la température car les vibrations thermiques amplifiées favorisent le déplacement des ions. Donc, la permittivité augmente légèrement quand la température croît.

La polarisation ionique a les valeurs plus élevées par rapport à la polarisation électronique.

c. Polarisation par orientation

Elle est caractéristique aux matériaux polaires. Souvent, une molécule formée d'atomes différents possède un moment dipolaire spontané p_p, c'est à dire indépendant de l'existence d'un champ électrique extérieur (par exemple H_2O). En l'absence du champ, les dipôles individuels moments sont orientés de façon aléatoire dans toutes les directions, de sorte qu'il n'y a pas de polarisation macroscopique (P = 0). Quand on applique un champ électrique extérieur, sous l'effet du champ local E_L les moments ont tendance à s'aligner et à produire un moment dipolaire moyen par l'unité de volume P_0. La polarisation par orientation se manifeste jusqu'à une fréquence de 10^8 Hz (domaine radio) en raison du moment d'inertie des molécules lourdes. Quand la température croît, l'agitation thermique tend à redistribuer aléatoirement l'orientation des moments.



Le facteur de polarisation par orientation varie comme inverse de la température. La dépendance du facteur de polarisation:

$$\alpha_0 = \frac{p_o^2}{3\, k_B\, T}$$

p_o étant le moment dipolaire (constant),

Cette dépendance est valable pour les gaz, liquides et solides mais en dessus d'une température critique T_c. Dans les solides, en dessous de cette température il n'y a pas de polarisation par orientation car les molécules sont bloquées.

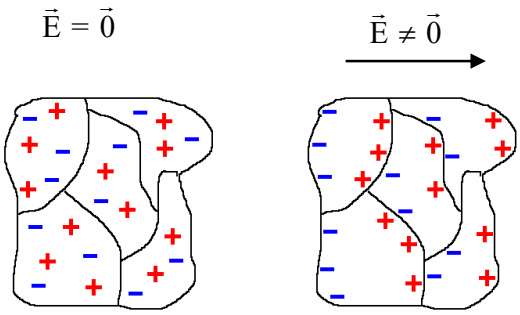
La polarisation par orientation s'écrit :

$$\vec{P}_0 = N_0\, \alpha_0\, \vec{E}_L$$

N_0 étant le nombre de dipôles permanents par unité de volume. Ce type de polarisation est proportionnel à l'inverse de la température et proportionnel à la densité de dipôles permanents qui peut décroître linéairement en fonction de la température par dilatation.

La polarisation par orientation a les valeurs les plus élevées par rapport aux polarisations ionique et électronique.

d. Polarisation interfaciale



Elle résulte de la tendance des porteurs de charges migratoires sous l'effet du champ électrique à s'accumuler sur les surfaces de discontinuité qui séparent les régions homogènes d'un diélectrique. Les charges accumulées sont à l'origine d'un champ électrique supplémentaire qui intensifie les autres mécanismes de polarisation.

Les charges électriques se concentrent autour des impuretés, lacunes, joints des grains (cristallites). Le processus est caractérisé par un temps long qui peut atteindre plusieurs minutes.

C. Courant d'absorption

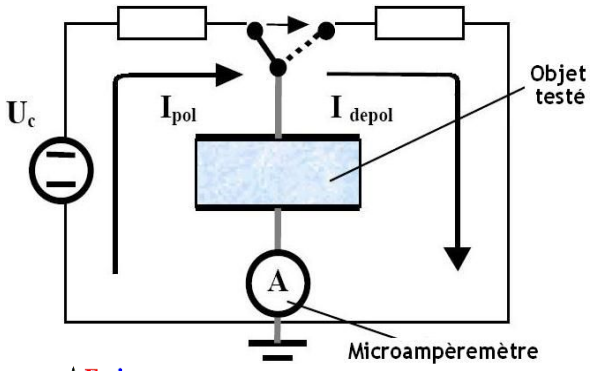
Afin de mesurer le courant d'absorption d'un échantillon isolant, on le soumet à un saut de champ électrique E(t) :

$$E(t)=\begin{cases}0 & \text{si } t<0\\ E_0 & \text{si } t>0\end{cases}$$

Après enclenchement du champ, le déplacement électrique est donné par : $D(t) = \varepsilon_0 E_0 + P(t)$, où **P**(t) est la polarisation à l'instant t.

✓ *Hypothèses*

1. À l'infini, le module de la polarisation tend vers une valeur finie : $\lim_{t\to\infty} P(t)=P_\infty$ Dans un milieu linéaire, la polarisation est proportionnelle au champ électrique et de sens inverse, de sorte que l'on peut écrire : $P_\infty=-\chi_e\varepsilon_0E_0=-(\varepsilon_r-1)\varepsilon_0E_0$
2. La variation temporelle de la polarisation est proportionnelle à l'écart qui sépare sa valeur instantanée de sa valeur limite P_∞ :



$$\frac{dP}{dt}=k\left[P_\infty-P(t)\right]$$

avec : k : coefficient de proportionnalité.

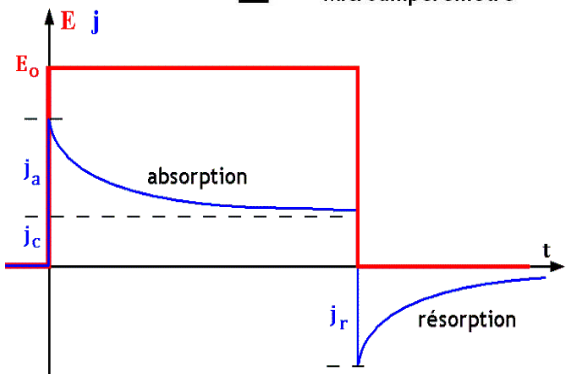
$$\Rightarrow \frac{1}{k}.\frac{dP}{dt}+P(t)=P_\infty$$

La solution de cette équation est :

$$P(t)=P_\infty\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

$$\Rightarrow D(t)=\varepsilon_0E_0+P_\infty\left(1-e^{-\frac{t}{\tau}}\right)$$

Avec $\tau=\frac{1}{k}$



La densité du courant est donnée par

$$j_a(t) = -\frac{dD}{dt}$$
$$\Rightarrow j_a(t) = -\frac{P_\infty}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} = \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)E_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

Par ailleurs, la densité du courant de conduction j_c est simplement donné par : $j_c = \sigma E_0$ avec σ est la conductivité électrique

Alors la densité du courant total est :

$$j(t) = \left[\sigma + \frac{\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)E_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}\right] E_0$$

On peut passer de la densité de courant au courant lui-même traversant une plaque isolante de section S, d'épaisseur d et de résistance $R = (1/\sigma)\ (d/S)$, soumise à $t = 0$ à une différence de potentiel $U_0 = E_0\, d$:

$$I(t) = \left[\frac{1}{R} + \frac{S}{d}\frac{\varepsilon_0(\varepsilon_r - 1)E_0}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}\right] U_0$$

Qui a la forme d'une exponentielle décroissante tendant, à l'infini, vers le courant de conduction.

D. Facteur de perte

✓ *L'échauffement*

Considérons un isolant imparfait (avec conductivité non nulle) soumis à une tension Uo . Pour supporter cette tension, son épaisseur doit être d, que l'on peut considérer, en première approximation, comme proportionnelle à Uo : $d \propto U_0$

Les pertes par effet Joule $\mathbf{P_J}$ sont proportionnelles au carré de la tension : $\mathbf{P}_J \propto U_0^2$

L'échauffement ΔT est proportionnel aux pertes et inversement proportionnel à la masse M de l'isolant (en l'absence de système de refroidissement) : $\Delta T \propto \mathbf{P_J}/M$

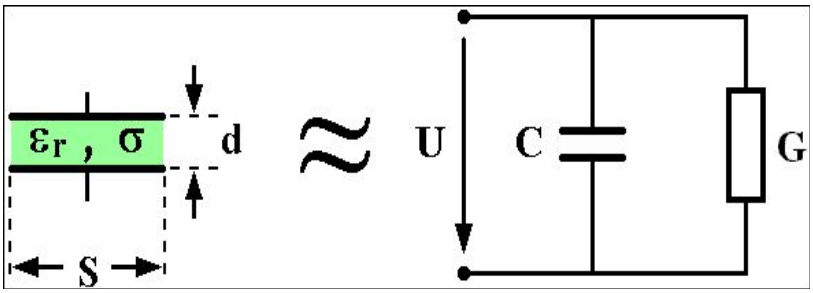
Enfin la masse est proportionnelle à l'épaisseur : $M \propto d$

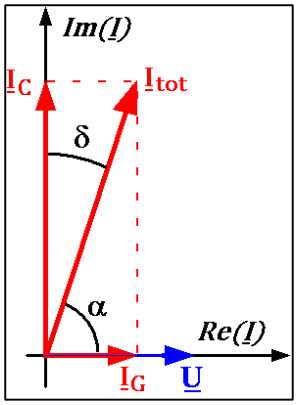
En combinant ces relations, on trouve : $\Delta T \propto \mathbf{P_J}/M \propto U_0^2/M \propto U_0^2/ U_0 \propto U_0$

Ainsi, l'échauffement d'un isolant, dû à sa conductivité, est proportionnel à la tension, ce qui explique pourquoi c'est surtout en haute tension que l'on se préoccupe du facteur de pertes.

✓ *Représentation C – G*

Représentons un condensateur réel par une capacité C en parallèle avec une conductance G.





On à : $C = \varepsilon_r \varepsilon_0 \dfrac{S}{d}$, $G = \sigma \dfrac{S}{d}$

Le courant dans les branches est :

$$\underline{I}_C = U.j\omega C$$
$$\underline{I}_G = U.G$$
$$\Rightarrow \operatorname{tg}\delta = \frac{|\underline{I}_G|}{|\underline{I}_C|} = \frac{G}{j\omega} = \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_r \varepsilon_0}$$

On réalité quand un diélectrique est soumis à un champ sinusoïdal, ses facteurs de polarisations sont complexes et fonction de la pulsation du champ (ω) et par suite la permittivité est une grandeur complexe fonction de ω et on peut écrire :

$$\varepsilon_r(\omega) = \varepsilon_r'(\omega) + j\,\varepsilon_r''(\omega)$$

Dans le cas d'une capacité plane de surface S et les armateurs sont distantes de d, son admittance est :

$$Y(\omega) = j\,\omega\,\varepsilon_0\,\varepsilon_r(\omega)\,\frac{S}{d}$$

Le courant I circulant dans ce condensateur soumis à une tension sinusoïdale $\underline{U}$ de pulsation ω est égal à :

$$\underline{I} = \underline{Y}(\omega)\,\underline{U} = \varepsilon_0\,\frac{S}{d}\,\omega\left(\varepsilon_r^{'} + j\,\varepsilon_r^{''}\right)\underline{U}$$

Ce courant présente une composante en phase avec $\underline{U}$, traduisent la dissipation d'une puissance dans le diélectrique. Cette puissance est non récupérable, constitue ce qu'on appelle les pertes diélectriques. Ces pertes peuvent avoir deux origines :

1. le travail irréversible nécessaire à l'établissement de la polarisation
2. la conduction ohmique résiduelle du diélectrique

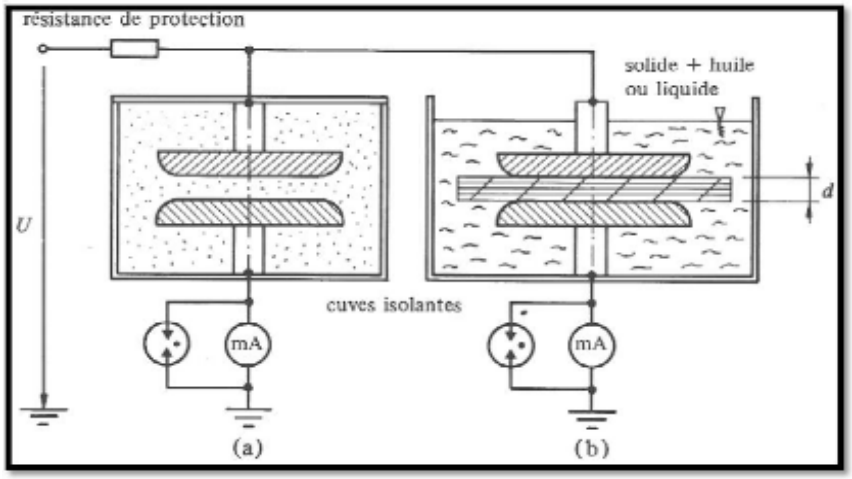
Par définition l'angle de perte est l'angle de phase défini par le courant total et le courant quadratique avec la tension

$$\mathrm{tg}\,\delta = \frac{\varepsilon_r^{''}}{\varepsilon_r^{'}}$$

E. Rigidité diélectrique (E_c)

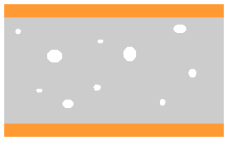
La rigidité diélectrique est la propriété d'un diélectrique s'opposer à la décharge disruptive. Cette valeur s'évalue par l'intensité du champ électrique susceptible de conduire à la décharge disruptive. Autrement dit ; La rigidité diélectrique d'un milieu isolant représente la valeur maximum du champ électrique que le milieu peut supporter sans apparition d'un claquage (c.-à-d. sans apparition de la perte subite de la propriété isolante du diélectrique).

La figure suivante montre la cellule de rigidité diélectrique : **(** a) isolants gazeux ; (b) isolants solides et liquides



F. Décharge partielle

Une ***décharge partielle*** est une décharge électrique qui se développe sur une partie seulement de l'intervalle isolant soumis à la tension. En pratique, une décharge partielle se produit dans les cavités ou les fissures qui existent à l'intérieur d'un isolant solide; ou dans les bulles d'un isolant liquide.



Cavités dans la résine époxy par exemple

Fissure perpendiculaire, dans un élastomère

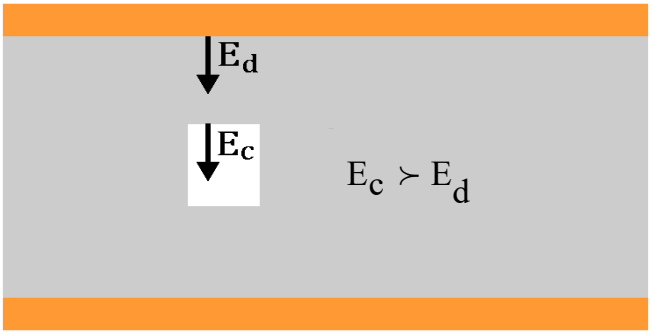
Cavité laminaire dans du mica

Mauvaise adhérence de l'isolant sur les électrodes

Deux raisons contribuent à provoquer des décharges partielles dans les isolants :

1. Le champ électrique dans les cavités E_c est plus élevé que le champ électrique E_d dans le diélectrique.

2. La rigidité diélectrique est plus faible dans les cavités que dans le diélectrique.



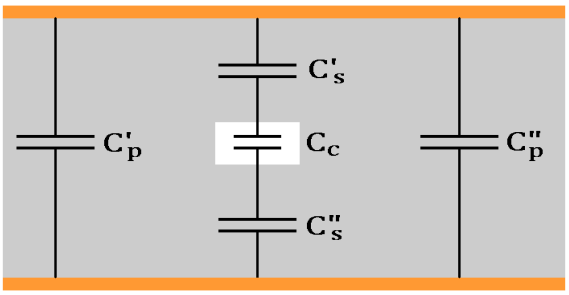
La ***charge électrique apparente*** d'une décharge partielle est la charge qui, injectée entre les bornes de l'isolant, produirait la même variation de tension que la décharge partielle elle-même.

L'isolant imparfait (comportant une cavité) peut être représenté par une combinaison de capacités :

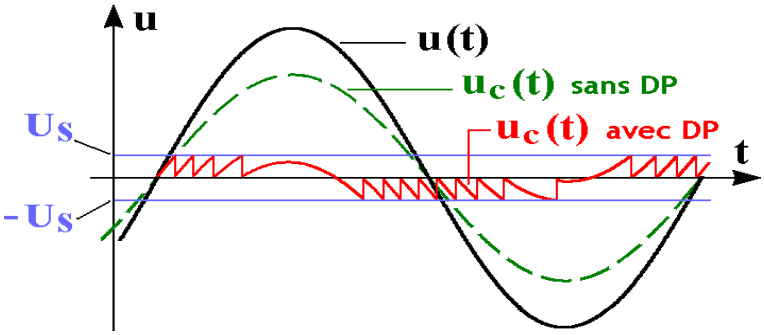
C_c : capacité de la cavité

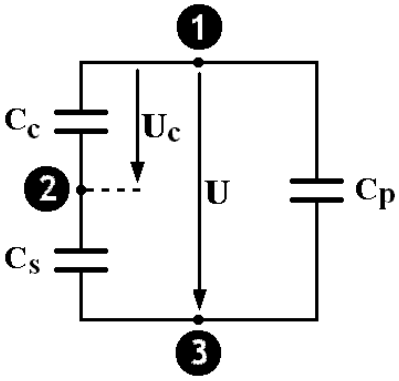
C'_S et C''_S : capacité de l'isolant en série avec la cavité

C'_p et C''_p : capacité de l'isolant en parallèle avec la cavité



Chaque fois que la tension $u_C(t)$ sur la cavité dépasse une tension de seuil U_S , une décharge se produit et une charge est transférée à travers la cavité. Avec le modèle ci-contre, on trouve la charge apparente Q_{app} en fonction de la charge effectivement transférée dans la cavité Q_C .

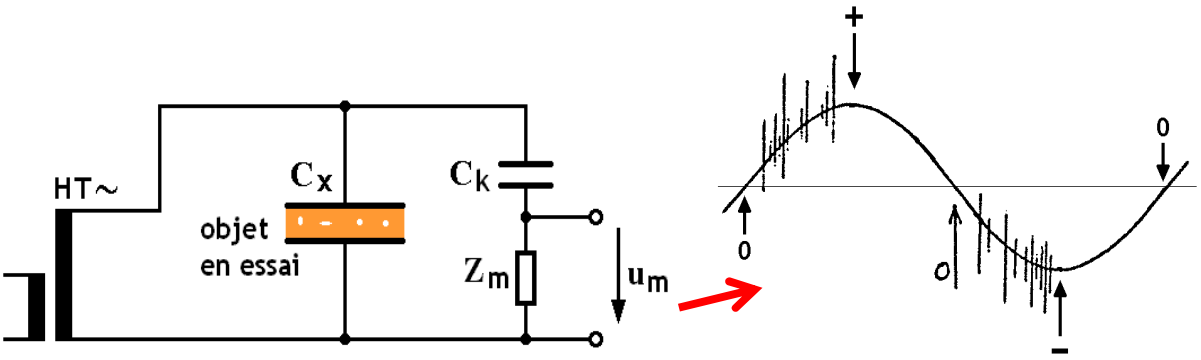




Le ***niveau de décharges partielles*** est une intégrale temporelle de la charge électrique apparente. Il se mesure en pico-Coulombs (pC).

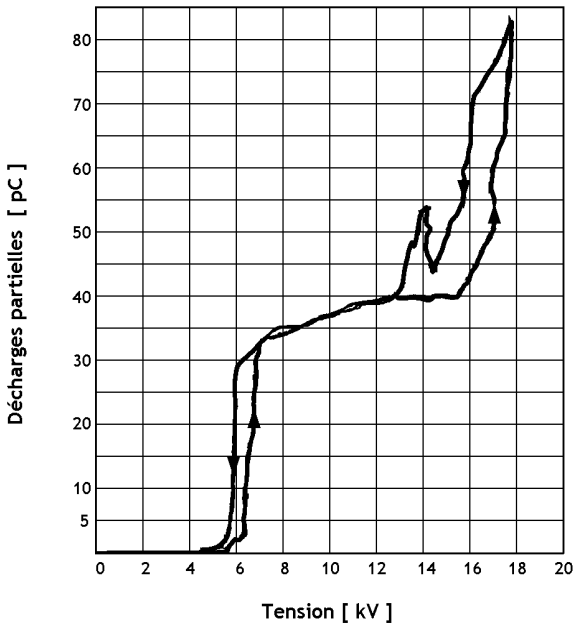
Le circuit de détection des DP comporte un condensateur de couplage (C_k) en parallèle avec l'échantillon et une impédance de mesure (Z_m) en série.

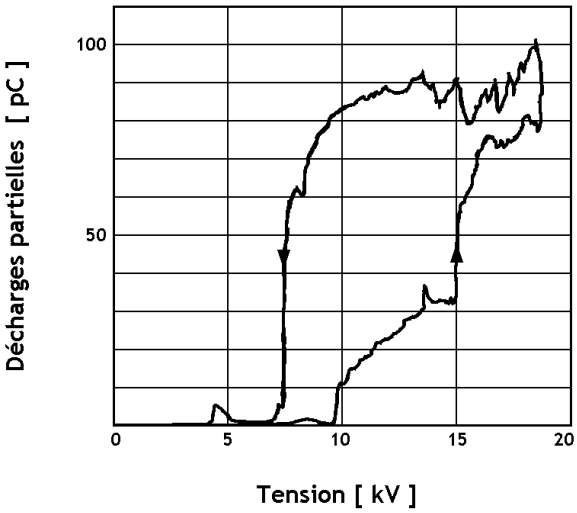
Les décharges partielles produisent un courant circulant essentiellement dans la boucle Z_m – C_k – C_x .



Circuit de mesure des l'intensité de DP

Détection des DP





G. Vieillissement

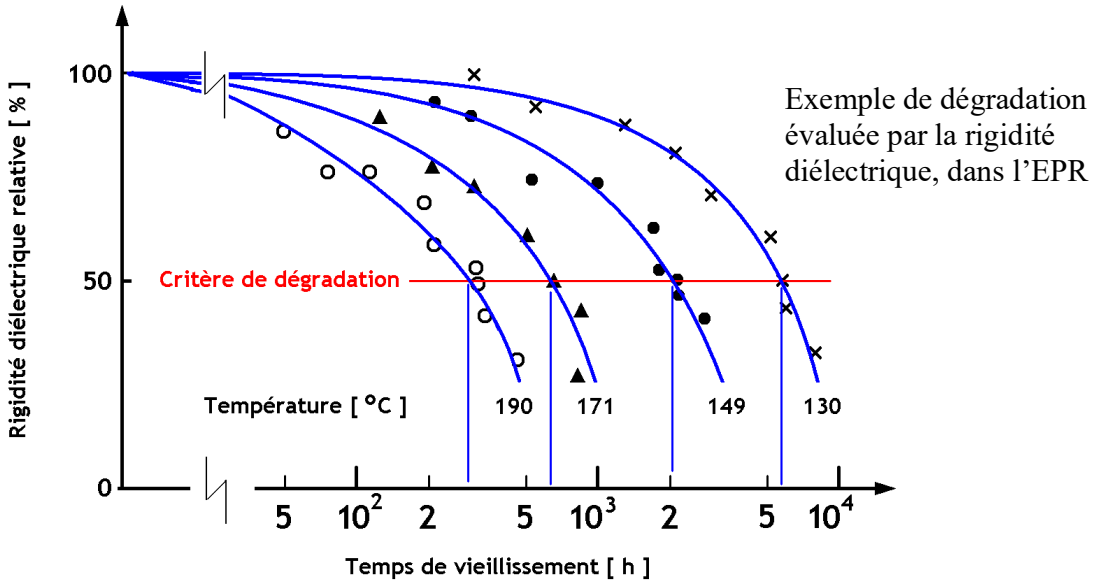
Une *dégradation* est une modification irréversible de la structure d'un isolant solide, liquide ou gazeux.

Le *vieillissement* est une modification irréversible des propriétés macroscopiques d'un isolant, due aux dégradations survenue au cours de son utilisation normale.

- ✓ Le *vieillissement physique* est dû à des fissurations, des gonflements, une pénétration d'eau, une apparition d'hétérogénéités par migration de composants.
- ✓ Le *vieillissement chimique* est dû à des phénomènes d'oxydation, des ruptures de chaîne de polymères, des réticulations, la formation de sous-produits, etc.

Dans le SF_6 , on observe la formation progressive de CF_4 , SOF_2 et SO_2F_2 qui sont des gaz plus ou moins toxiques.

Le vieillissement d'un isolant peut être évalué par la mesure de grandeurs électriques telles que la rigidité diélectrique, par exemple.



On peut modéliser le vieillissement sur la base de trois hypothèses :

1. Le mécanisme de dégradation de la matière (quel qu'il soit) suit une loi semblable à la loi d'Arrhenius pour les réactions chimiques:

$$X(W,T) = X_0 e^{-\frac{W}{kT}}$$

X = vitesse de dégradation = quantité de matière dégradée par unité de temps

X_O = constante W = énergie caractéristique

k = constante de Boltzmann T = température

2. L'énergie caractéristique W est une fonction décroissante de la contrainte produisant la dégradation (par exemple le champ électrique).

3. Le claquage de l'isolant survient lorsque la quantité de matière isolante dégradée atteint un certain seuil, supposé fixe pour un matériau donné.

La durée de vie d'un certain type d'équipement, sous des contraintes données, n'est évidemment pas strictement identique pour chaque objet : c'est un processus en partie aléatoire, qui suit une loi statistique.

L'expérience montre que, dans les processus de défaillance de composants soumis à des contraintes électriques, la probabilité de défaillance avant l'instant t est donnée par la fonction de répartition :

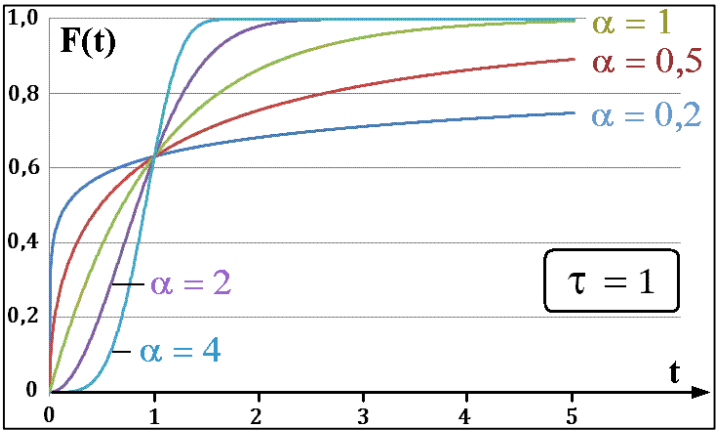
$$F(t) = 1 - e^{-(t/\tau)^{\alpha}}$$

t > 0 est une constante de temps

a > 0 un paramètre de forme

La densité de probabilité de Weibull est donnée par :

$$p(t) = \frac{\alpha}{\tau}\left(\frac{t}{\tau}\right)^{(\alpha-1)} \cdot e^{-(t/\tau)^{\alpha}}$$



Le paramètre t apparaît comme une « durée de vie standard » : quand a tend vers l'infini, la probabilité de défaillance est nulle avant le temps t, et tous les échantillons claquent à cet instant-là.

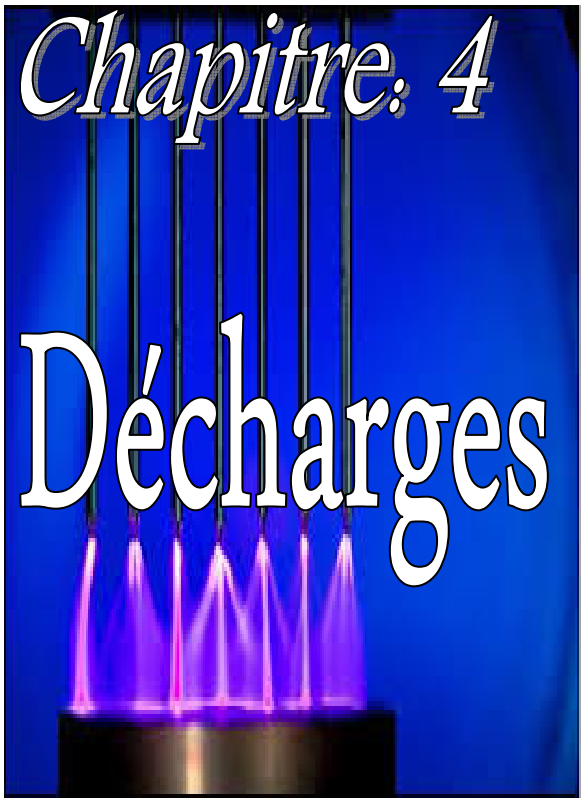
Pour les composants du réseau électrique, les tests de vieillissement accéléré font usage de trois variables (séparément ou simultanément) :

1. Application d'une tension d'essai U_e supérieure à sa valeur assignée U_a
2. Application d'une température d'essai T_e supérieure ou inférieure à la température prévue de fonctionnement T_a.
3. Application d'une fréquence d'essai f_e supérieure à la fréquence assignée f_a.

La durée de vie prévue en condition normale L_a est alors calculée en fonction de la durée de vie L_e obtenue durant l'essai, par la relation empirique :

$$L_a = L_e \left(\frac{U_e}{U_a}\right)^m \left[\frac{K}{2(T_a - T_e)}\right]^n \left(\frac{f_e}{f_a}\right)^p$$

m, n et p et K sont des paramètres à déterminer selon le type de matériel testé. Pour les condensateurs m = 2-10 , n = +1 si $T_e >> T_a+K$ et n = -1 si $T_e << T_a+K$ et K l'écart de température affectant d'un facteur de 2 la durée de vie.



Electriques

I. Décharges électriques dans les gaz

Tous les gaz sont isolants:

• Ont la même constante diélectrique $\varepsilon = \varepsilon = 8{,}85.10^{-12}$ F /m

• L'air est l'isolant le plus disponible, le plus utilise et par dessus le marche il est gratuit.

• Il est impossible de connaitre le comportement particulier d'une particule, mais la théorie cinétique des gaz permet de connaitre, en raison même de leur grand nombre, leur comportement moyen.

• N'importe quel gaz, utilise comme diélectrique doit posséder certaines caractéristiques pour le bon fonctionnement telles que :

- Grande résistivité ;
- pertes faible ;
- Rigidité diélectrique élevée ;
- Non inflammable ;
- Résistant aux effets thermiques et chimiques ;
- Absence de toute toxicité ;
- Maintenance pas chère et pratique.

Les gaz ne sont pas généralement considères comme des "matériaux", parce que la distance entre les molécules adjacentes est si grande et le nombre d'atomes ou de molécules par unité de volume est si petit, qu'ils ne sont pas capables de résister aux forces mécaniques. Cependant, les gaz sont des "diélectriques" dans le sens d'isolants électriques, et sont employés pour empêcher l'écoulement du courant.

A. Mécanisme de décharge

a. Réactions primaires

Comme les électrons sont les premiers à emmagasiner l'énergie du champ électrique, les réactions primaires sont les collisions inélastiques entre les électrons et les neutres à l'état

fondamental. Parmi les nombreuses possibilités des réactions, on distingue en prenant pour exemple la molécule d'oxygène ou d'hydrogène:

- ✓ *Ionisation*

Exemple : $e + Ar \rightarrow Ar^{+} + 2e$

- ✓ *Ionisation dissociative*

Exemple : $e + O_2 \rightarrow O^{+} + O + 2e$

- ✓ *Excitation*

Exemple : $e + H_2 \rightarrow H_2^{*} + e$

- ✓ *Attachement dissociatif*

Exemple : $e + O_2 \rightarrow O^{-} + O$

Ces collisions inélastiques peuvent être éventuellement suivies de dissociation et/ou d'émission d'un photon.

Exemple : *Désexcitation radiative* $H_2^{*} \rightarrow H_2 + h\nu$

Dissociation $H_2^{*} \rightarrow H + H$

Emission dissociative $H_2^{*} \rightarrow H + H + h\nu$

Toutes ces collisions inélastiques primaires ont un seuil en énergie, les électrons doivent avoir une énergie supérieure à ce seuil pour donner lieu à la réaction. Après la collision, l'électron perd l'énergie seuil.

Pour entretenir la décharge électrique, ces pertes d'énergie sont compensées par l'action du champ électrique qui transfère en permanence de l'énergie aux électrons.

b. Réactions secondaires

Les réactions secondaires sont plus diversifiées et ont une échelle de temps plus longue que les réactions électroniques primaires.

Elles comprennent toutes les réactions entre une espèce instable issue plus ou moins directement d'une réaction primaire et le gaz. On en donne ci-dessous quelques exemples :

✓ *Réaction Ion – molécule*

Exemple : $H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$

$CH_4^+ + CH_4 \rightarrow CH_5^+ + CH_3$

$CH_3^+ + CH_4 \rightarrow C_2H_5^+ + H_2$

$H^- + CH_3F \rightarrow CH_4 + F^-$

✓ *Réaction Radical – molécule*

Exemple : $H + SiH_4$ --- > $SiH_3 + H_2$

✓ *Détachement collisionnel associatif*

Exemple : $C_2^- + H_2$ --- > $C_2H_2 + e.$

✓ *Recombinaison dissociative*

Exemple : $e + O_2^+ \rightarrow O + O$

✓ *Détachement par impact électronique*

Exemple : $e + O^- \rightarrow O + 2e$

✓ *Réactions entre les radicaux*

Exemple : $SiH_3 + SiH_3 \rightarrow SiH_2 + SiH_4$

✓ *Collision super-élastique*

Exemple : $e + Ar^* \rightarrow Ar + e$

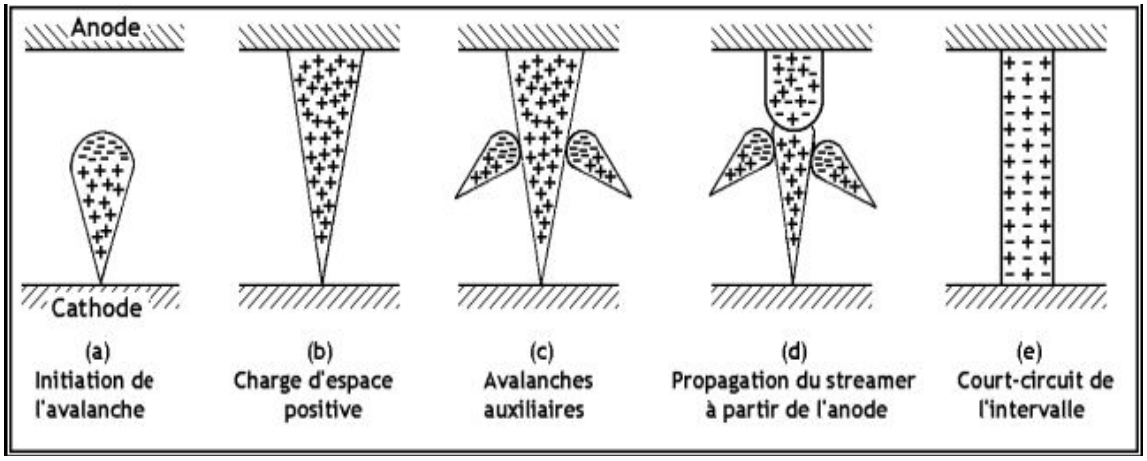
✓ *Excitation d'un radical*

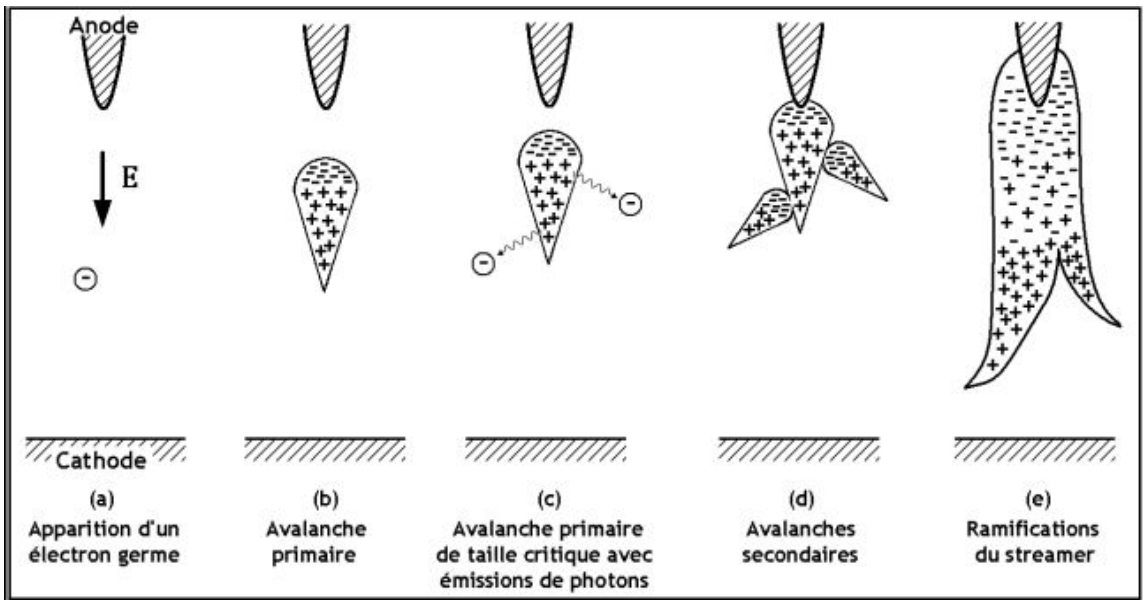
Exemple : $e + H \rightarrow H^* + e$

B. Caractéristiques classiques courant-tension d'une décharge électrique

Au niveau microscopique, l'amorçage de l'étincelle est assez difficile à analyser. Des enregistrements d'étincelles par des caméras à grande vitesse ont permis d'observer différents mécanismes de claquages, selon les conditions appliquées, en particulier l'uniformité du champ. Ci-dessous, une explication schématique de ces mécanismes.

La première figure représente le claquage en champ uniforme, tandis que la seconde en champ non-uniforme.





L'application d'une tension continue entre deux électrodes d'un tube à gaz reste la méthode la plus classique et simple pour réaliser une décharge. Nous la prendrons comme exemple pour passer en revue différents types de décharges en adoptant comme critère de classification les régimes de fonctionnement successifs obtenus en faisant varier la tension appliquée .

La figure qui représente la caractéristique classique courant – tension de la décharge (dans le cas d'un gaz plutôt à relativement basse pression) fait apparaître plusieurs domaines correspondant aux différents régimes de fonctionnement résumés ci-dessous en partant d'une décharge non autonome jusqu'au claquage du gaz se traduisant par un arc électrique qui correspond aux courants les plus forts (région VIII). Ce dernier régime, caractérisé par la génération de plasmas thermiques ou quasi-thermiques constitue à lui seul un vaste domaine d'étude et d'applications.

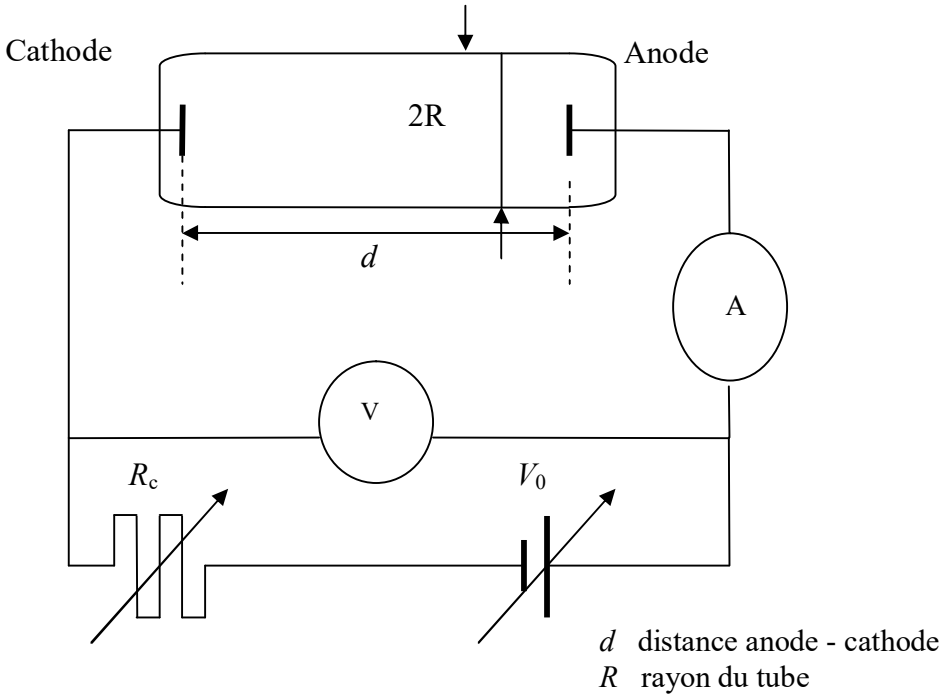
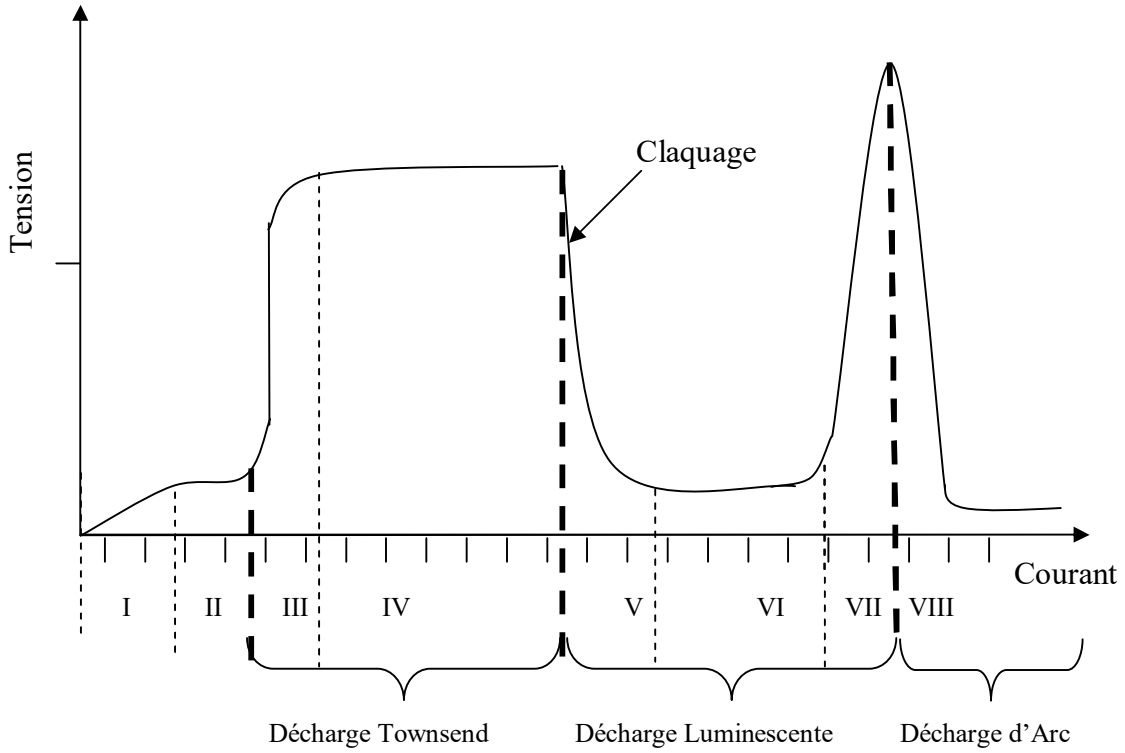


Schéma électrique de la production d'une décharge



Caractéristique Courant-Tension de la décharge électrique

Région I : Décharge non autonome sans multiplication électronique et non saturée
Région II : Décharge non autonome sans multiplication électronique saturée
Région III : Claquage de type Townsend
Région IV : Décharge de Townsend
Région V : Décharge luminescente subnormale
Région VI: Décharge luminescente normale
Région VII : Décharge luminescente anormale
Région VIII : Décharge d'arc

a. Décharge Townsend et claquage

Dans les régions (I) et (II) de la figure I-3 où les courants et les tensions sont encore faibles (moins de 10^{-11} A, quelques 10 V), la décharge n'existe qu'en présence d'un agent d'ionisation d'origine extérieure. Elle ne peut s'entretenir d'elle-même si cet agent disparaît. Pour cette raison, elle est dite non autonome, elle se présente par ailleurs sous un aspect sombre. Le taux d'excitation des atomes reste très faible. Les électrons libres présents initialement dans le milieu gazeux sont produits à l'aide du rayonnement extérieur (rayons cosmiques, radioactivité) ou bien par émission secondaire de la cathode par effet thermoïonique ou photoélectrique. Le courant généré dans le circuit, en fonction du nombre d'espèces chargées ayant rejoint les électrodes, va croître, dans un premier temps, avec la tension appliquée (I), à partir d'une certaine tension, presque toutes les espèces chargées (ions et électrons) rejoignent les électrodes. Le courant sature et cesse de dépendre de la tension (II). Cette saturation est déterminée par le taux de charges créées par les sources externes.

Avec l'augmentation de la tension et avant d'atteindre la saturation, le courant se remet à croître (voir région (III) de la figure I-3) parce que le gaz s'ionise par impact électronique, amplifiant le courant dû aux sources externes. C'est l'avalanche électronique résultant de ces processus primaires. Le courant est multiplié par un facteur $\exp(\alpha.d)$ qui correspond au nombre de paires d'ions produites par une avalanche électronique traversant l'espace inter-électrodes. La distance d est la distance séparant les électrodes et α est le premier coefficient de Townsend. Ce coefficient d'ionisation définit le nombre d'électrons produits sur le chemin d'un électron parcourant 1 cm dans le sens du champ électrique. Dans cette région le courant n'est toujours pas auto-entretenu. Pour cela il faut augmenter encore la tension pour que les processus d'émission secondaire (photo-ionisation, bombardement ionique et métastables

entrent en jeu (création d'électrons par les particules issues des processus primaires d'ionisation ou d'excitation par impact électronique). Les processus d'émission secondaire sont d'autant plus efficaces, pour la multiplication des avalanches, s'ils se produisent à la cathode : les électrons sont ainsi accélérés sur tout l'espace inter-électrodes jusqu'à l'anode, fournissant une ionisation plus importante qu'un électron provenant du milieu de l'espace inter-électrodes. Dans la région (IV) de claquage, la tension aux bornes des électrodes atteint le seuil de saturation et l'amplification des électrons entre les électrodes tend vers l'infini, autrement dit que la relation suivante est vérifiée.

$$\gamma \left[e^{\alpha d} - 1 \right] = 1$$

où γ est le second coefficient de Townsend (Townsend [To-1])

b. Décharge disruptive

Lorsqu'on cherche à imposer une tension croissante, on aboutit à une *décharge disruptive* ou *claquage diélectrique* (début de la région V)

En pratique, on observe une brusque aug-mentation du courant et une chute de la tension : l'impédance du milieu gazeux s'effondre. Ce phénomène crée un canal ionisé à travers le matériau et s'accompagne de divers effets lumineux, sonores, chimiques, etc.

c. Décharge Luminescente

On distingue trois régimes dans les décharges luminescentes : subnormal région (V), normal région (VI) et anormal région (VII). Pour le régime normal, la tension est constante et le courant est faible, la surface de la décharge ne recouvre pas radialement toute la surface des électrodes. Quand le courant augmente, la décharge s'étale radialement. A partir d'un certain courant, la surface de la décharge recouvre toute la surface des électrodes. Si on augmente encore le courant, la tension augmente pour maintenir la condition d'auto-entretien ; on se trouve alors dans le régime anormal.

d. Arc électrique

Contrairement à la décharge luminescente :

- ✓ l'arc n'occupe qu'une zone très limitée sur la cathode et sur l'anode (spots anodique et cathodique)

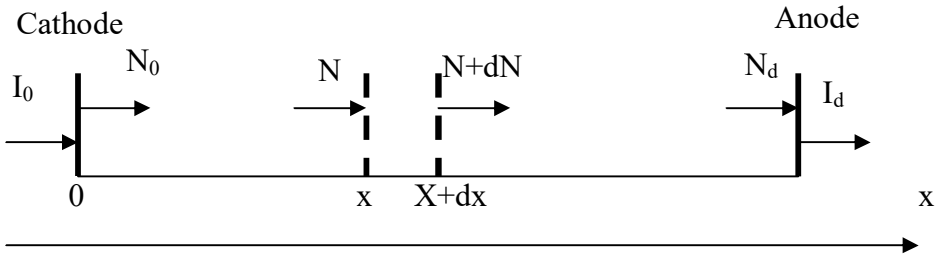
- ✓ les électrodes sont chaudes et l'émission des électrons à la cathode est due en partie à l'effet thermoélectronique.

- ✓ l'émission par effet de champs joue aussi un rôle -du fait du fort gradient de tension près des électrodes- et devient prépondérante dans les applications où les électrodes sont refroidies.

C. Loi de Paschen

a. Premier coefficient de Townsend

Une cathode et une anode sont séparées par une distance d. Soit N_0 , le nombre d'électrons émis par la cathode, N et N+dN le nombre d'électrons circulant respectivement en x et x+dx.



Par définition, le ***premier coefficient de Townsend*** α est le nombre d'électrons générés par unité de longueur, pour 1 électron incident. On peut donc écrire

$$dN = \alpha N(x) dx$$

Alors :

$$N(x) = N_0 \, e^{\alpha x}$$

En particulier, pour x =d on a :

$$N(d) = N_d = N_0 \, e^{\alpha d}$$

Ces flux d'électrons correspondent à des courants à la cathode et à l'anode :

$$I_d = I_0 \, e^{\alpha d}$$

b. Libre parcours moyen

Soit $\bar{\lambda}$ la distance moyenne que franchit un électron avant d'entrer en collision avec un atome du gaz séparant la cathode de l'anode ; c'est par définition le ***libre parcours moyen*** des électrons. Si l'on admet que chaque collision produit un électron supplémentaire, le nombre d'électrons va alors être multiplié par 2 sur une distance $\bar{\lambda}$. Or pour la distance totale d séparant l'anode de la cathode, il y a $d/\bar{\lambda}$ collisions. Les nombres d'électrons, et par conséquent les courants, seront donc liés par la relation :

$$I_d = I_0\, 2^{d/\bar{\lambda}}$$

En identifiant avec l'équation précédente, on trouve la relation entre le 1er coefficient de Townsend et le libre parcours moyen :

$$\alpha = \frac{\mathrm{Ln}(2)}{\bar{\lambda}}$$

c. Tension de seuil de l'avalanche électronique

Selon la théorie cinétique des gaz, le libre parcours moyen $\bar{\lambda}$ des électrons est inversement proportionnel à la pression du gaz :

$$\bar{\lambda} = \kappa.\frac{1}{p}$$

avec : κ est une constante caractéristique du gaz

Or l'énergie cinétique acquise par un électron avant une collision (c'est-à-dire sur une distance $\bar{\lambda}$), due à un champ électrique appliqué E supposé uniforme, vaut :

$$W_{cin} = e\,E\bar{\lambda} = e\frac{1}{\eta}\frac{U}{d}\frac{\kappa}{p}$$

Avec e : la charge élémentaire et η : le facteur de Schwaiger

La tension de seuil U_s est atteinte lorsque cette énergie cinétique est égale à l'énergie d'ionisation W_{ion} de l'atome :

$$U_s = \eta \frac{W_{ion}}{e\kappa}(p.d)$$

d. Second coefficient de Townsend

Le bombardement de la cathode, par les ions produits au cours du processus de multiplication, provoque l'émission de N+ électrons secondaires, qui s'ajoutent aux No électrons primaires.

La relation entre le nombre d'électrons émis par la cathode et reçus par l'anode reste valable, à condition de remplacer N_0 par ($N_0 + N_+$) :

$$N_d = (N_0 + N_+)\, e^{\alpha d}$$

Par définition, le ***second coefficient de Townsend*** □ est la fraction du nombre N_{ion} des ions générés dans le gaz, qui contribuent à produire un électron par bombardement de la cathode :

$$N_+ = \gamma\, N_{ion}$$

Or le nombre d'ions générés dans le gaz est égal au nombre d'électrons également générés par multiplication, soit la différence entre le nombre d'électrons arrivant à l'anode et le nombre d'électrons quittant la cathode :

$$N_+ = \gamma \left[N_d - (N_0 + N_+) \right]$$

En éliminant N_+ en utilisant les équations précédentes (et en passant des flux d'électrons aux courants) on trouve :

$$I_d = I_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma \left(e^{\alpha d} - 1 \right)}$$

Le dénominateur peut devenir nul, le courant à l'anode devenant alors infini. Physiquement, cette brusque augmentation du courant, vers une valeur très grande, correspond au claquage d'une étincelle entre les électrodes. La condition de cet événement s'exprime donc par :

$$1 - \gamma \left(e^{\alpha d} - 1\right) = 0$$

$$\Rightarrow \alpha = \frac{1}{d} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)$$

Selon la théorie cinétique des gaz, le rapport entre α/p (p = pression du gaz) ne dépend que du rapport E/p (E = champ électrique), suivant la loi :

$$\frac{\alpha}{p} = A\, e^{-B \big/ \frac{E}{p}}$$

avec : A, B = constantes

$$\Rightarrow \frac{\alpha}{p} = \frac{1}{(p\,d)} \ln \left(\frac{1}{\gamma} + 1\right) = A\, e^{-B \big/ \frac{E_d}{p}}$$

avec : Ed = champ disruptif, puisque cette relation exprime la condition de claquage.

En remplaçant E_d par, où $\frac{1}{\eta}\frac{U_d}{d}$, η est le facteur de Schwaiger, et en prenant le logarithme de chaque côté , on trouve :

$$\ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right] = \ln\left[A\,(p\,d)\right] - B\,\eta\,\frac{(p\,d)}{U_d}$$

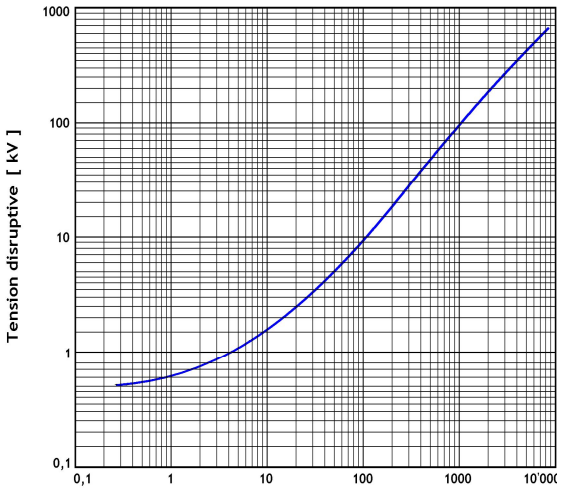
En posant $C = \ln\left[\ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right)\right]$ et $k = B\,\eta$ et en sortant la tension de claquage U_d :

$$U_d = k.\frac{(p.d)}{\ln\left[A(p.d)\right] - C}$$

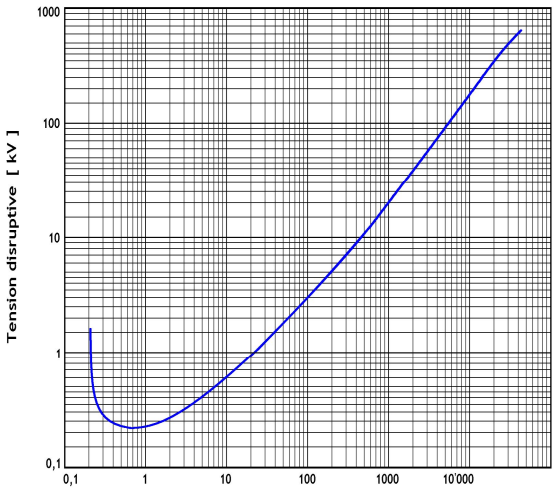
La relation est établie en 1889, et elle est connue sous le nom de ***loi de Paschen***, du nom du physicien allemand Friedrich Louis Carl Heinrich Paschen qui s'est également rendu célèbre par l'observation des *raies de Paschen*, dans le spectre d'émission infra-rouge de l'hydrogène. La loi de Paschen a fait l'objet de nombreuses mesures afin de déterminer les constantes k, A et C pour différents gaz et elle est largement utilisée pour dimensionner des dispositifs à haute tension.

e. Minimum de Paschen

On pourrait penser que plus la distance est courte entre l'anode est la cathode, plus la tension nécessaire pour produire le claquage est faible. Pourtant la relation (19) présente un minimum relatif. Au-dessous de ce minimum, la tension disruptive remonte, lorsque la distance interélectrode diminue (à une pression donnée).



SF_6



Air

On peut expliquer physiquement l'existence d'un minimum dans la loi de Paschen :

Lorsque le produit (p.d) augmente (au-dessus de la valeur qui correspond au minimum de la courbe), le libre parcours moyen des électrons devient petit par rapport à la distance qui sépare les électrodes. Le nombre croissant de chocs que les électrons subissent durant leur parcours de la cathode vers l'anode ralenti leur vitesse, nécessitant une tension de plus en plus grande pour provoquer l'amorçage de la décharge.

Lorsque le produit (p.d) diminue (au-dessous de la valeur qui correspond au minimum de la courbe), les électrons traversent l'espace entre les électrodes en rencontrant de moins en

moins d'atomes susceptibles d'être ionisés. Le phénomène d'avalanche devient ainsi de moins en moins probable, ce qui oblige à accroître le flux d'électrons par une augmentation de la tension, pour obtenir une probabilité suffisante de collisions.

f. Facteurs d'influence

Les constantes intervenantes dans la loi de Paschen (en particulier la constante k) dépendent principalement :

- ✓ de la forme des électrodes (distribution du champ, facteur de Schwaiger) ;
- ✓ des conditions atmosphériques (correction de pression de température et d'humidité) ;
- ✓ de la nature de la tension appliquée (continue, fréquence de la tension alternative, temps de montée et de descente des impulsions) ;
- ✓ de la polarité de la tension (constante ou de choc) et de la polarisation de l'intervalle (pour les intervalles dissymétriques).

Par ailleurs, on constate que les conditions dans lesquelles se déroule le test de claquage influencent également le résultat. Les paramètres qui jouent un rôle sont :

- ✓ **Le conditionnement**. Lorsqu'on répète à plusieurs reprises une expérience de claquage, on constate souvent que la tension nécessaire pour provoquer la rupture diélectrique augmente au fur et à mesure des essais. On l'explique par le fait que les premières décharges « nettoient » les électrodes, c'est-à-dire détruisent les poussières ou les impuretés qui se trouvaient initialement à la surface.
- ✓ **La vitesse d'accroissement de la tension**. L'expérience montre que la tension à laquelle le claquage survient est d'autant plus élevée que sa vitesse d'accroissement est plus grande. Cela peut s'expliquer par le temps de relaxation de la charge d'espace qui se forme entre les électrodes.
- ✓ **La cadence de répétition des essais**. L'expérience montre également que la tension à laquelle le claquage survient est plus basse lorsque les essais sont répétés à une cadence plus rapide. La raison en est qu'après un premier claquage, des ions subsistent

dans l'intervalle interélectrode pendant un certain temps, favorisant le claquage suivant.

D. Effet de couronne

L'***effet de couronne*** consiste en l'apparition d'aigrettes et d'effluves autour d'un conducteur porté à un potentiel élevé.

On appelle ***effluve***, la décharge électrique faiblement lumineuse et ne produisant pas de bruit particulier. Les effluves correspondent à la fin de la zone de Townsend 2, proche du claquage.

On appelle ***aigrette*** la décharge électrique intermittente en forme de houppe mobile. Elle est généralement accompagnée d'un sifflement ou d'un crépitement. Les aigrettes constituent un état instable de la décharge, sous forme d'aller et retour entre la zone de Townsend 2 et la zone de claquage.

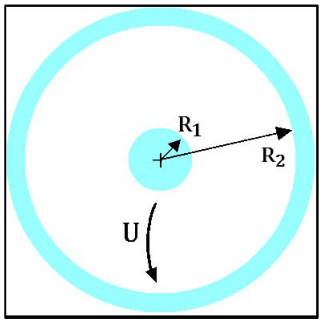
L'effet de couronne peut être indésirable (par exemple autour des lignes à haute tension), ou au contraire mis à profit dans certaines applications : générateurs électrostatiques, traitement de surface, xérographie, production d'ozone, etc.

Lorsqu'on applique une tension croissante à une ligne coaxiale de rayons R_1 et R_2 , la décharge disruptive survient à partir d'un seuil de tension, U_C .

Deux cas sont à distinguer :

$R_1 < R_2/e$ avec e =2.718.. $\Rightarrow$ Apparition d'une zone ionisée, de rayon croissant, autour du conducteur central ; puis amorçage d'une étincelle).

$R_1 > R_2/e$ $\Rightarrow$ Amorçage d'une étincelle sans effet de couronne.



a. Correction de Peek

$$U_C = E_{do}\, K\, m \left(1 + \frac{0,03}{\sqrt{K \cdot R_1}}\right) R_1 \ln\left(\frac{R_2}{R_1}\right)$$

avec : E_{do} = 3 MV/m en DC ou 2,12 MV/m efficace AC.

K : facteurs de corrections climatiques

m : Facteurs de corrections liées à l'état de surface du conducteur

Le facteur entre parenthèses tient compte de la difficulté des électrons à produire l'ionisation de l'air autour d'un conducteur de très petit diamètre.

Pour une ligne monophasée, avec une distance D entre les conducteurs de rayon R, la valeur efficace de la tension d'apparition de l'effet de couronne est donnée par :

$$U_C = 2\,E_{do}\,K.m\left(1+\frac{0,03}{\sqrt{K\cdot R}}\right)R\ln\left(\frac{D}{R}\right)$$

Pour une ligne triphasée symétrique dans laquelle les trois conducteurs sont disposés en triangle équilatéral, l'effet de couronne apparaît dès que les tensions simples atteignent la valeur :

$$U_C = E_{do}\,\frac{K\,m}{\sqrt{3}}\left(1+\frac{0,03}{\sqrt{K\cdot R}}\right)R\ln\left(\frac{D}{R}\right)$$

Les lignes électriques sont dimensionnées pour éviter l'effet de couronne. Celui-ci se produit toutefois dans différents cas:

- ✓ par **temps pluvieux** ou par **brouillard**. Les gouttes ou gouttelettes d'eau favorisent l'apparition d'aigrettes autour des conducteurs ;

Ce sont bien les gouttes qui produisent cet effet; l'humidité a normalement l'effet inverse, sauf quand elle produit de la condensation sur les conducteurs.

- ✓ lorsque les conducteurs ou les isolateurs de la ligne commencent à être **pollués**, comme cela finit forcément par arriver après un certain nombre d'années ;

- ✓ lorsqu'un conducteur ou un isolateur est devenu **défectueux**, à la suite d'une rupture mécanique localisée. Dans ce cas, les perturbations engendrées par l'effet de couronne peuvent servir à localiser le défaut.

Pour $U_S \geq 1,8 \times U_C$, les pertes de puissance active par phase, dues à l'effet de couronne, sont données par la formule de Peek :

$$P' = 2,41 \cdot 10^{-9} \ \frac{f\,[\mathrm{Hz}] + 25}{K} \sqrt{\frac{R}{D}} \ (U_S - U_C)^2$$

P' : perte de puissance active par unité de longueur [W/m = kW/km]

f : fréquence du réseau

U_S : tensions simples

L'expérience montre cependant que les pertes varient fortement selon l'état de surface des conducteurs, qui lui-même dépend de facteurs climatiques, ainsi que du vieillissement des conducteurs.

Pour $U_S < 1,8 \times U_C$, les pertes de puissance active par phase, dues à l'effet de couronne, sont données par la formule de Peterson :

$$P' = \frac{2.25 \cdot 10^{-16}\, E_{do}\, f\, U_S^2}{\left[\ln\left(D/R\right)\right]^2} \cdot F$$

Le facteur F dépend du rapport U_S / U_C :

U_S / U_C	1	1,2	1,4	1,6	1,8
F	0,05	0,08	0,3	1	3,5

Les pertes dues à l'effet de couronne deviennent négligeables, par rapport aux pertes par effet Joule, pour les lignes de grandes longueurs.

E. Arc électrique

L'***arc électrique*** est une décharge électrique autonome transportant un fort courant sous une faible différence de potentiel.

a. Production de l'arc

L'arc électrique existe sous de différentes formes, selon les conditions de sa production :

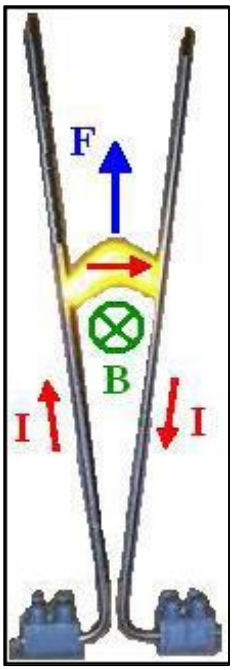
Arc produit par augmentation de la tension entre des électrodes fixes. Arc intentionnel utilisé dans les installations de soudure, les fours à arc, les installations d'électroérosion ou de découpe, les lampes à arc, le traitement des déchets, etc.

Arc de fermeture, à tension fixée. Arc non intentionnel (dans les interrupteurs, disjoncteurs, sectionneurs, etc.) produisant de la corrosion sur les électrodes et des perturbations électromagnétiques transitoires, conduites et rayonnées, ainsi que des nuisances acoustiques.

Arc d'ouverture, à tension fixée. Comme pour la fermeture + problème d'extinction : le courant maximal que peut couper un disjoncteur est appelé ***pouvoir de coupure***. Si le courant est plus élevé, l'arc se maintient entre les contacts ouverts, jusqu'à la destruction du matériel.

Arc par fusion. Fusibles. Mêmes problèmes que pour le disjoncteur concernant les conditions d'extinction, absorption de l'énergie par vitrification du sable.

b. Forme de l'arc



Le plasma prend la forme d'un arc, en raison des forces électromagnétiques qui s'exercent sur lui et qui sont dus aux courants passant par les électrodes. Sur la figure ci-contre, on voit que les courants arrivant et repartant donnent, au niveau de l'arc, un champ perpendiculaire au plan de la figure, tourné vers l'arrière. Ce champ produit une force vers le haut sur le courant qui traverse l'arc.

c. Fluctuations de l'arc

Dans les applications qui font usage d'un arc, le problème vient souvent des fluctuations de l'arc. Ces dernières se manifestent de plusieurs manières, qui sont d'ailleurs souvent liées :

1. mouvement du pied anodique (généralement par bonds imprévisibles) ;
2. mouvement du pied cathodique (continu et aléatoire) ;
3. variation de la forme générale de l'arc ;
4. fluctuations du courant, de la tension, de l'impédance de l'arc ;
5. fluctuation du rayonnement émis ;
6. fluctuation du profil radial de température ;

7. fluctuation des propriétés optiques (indice de réfraction) ;
8. fluctuation du bruit.

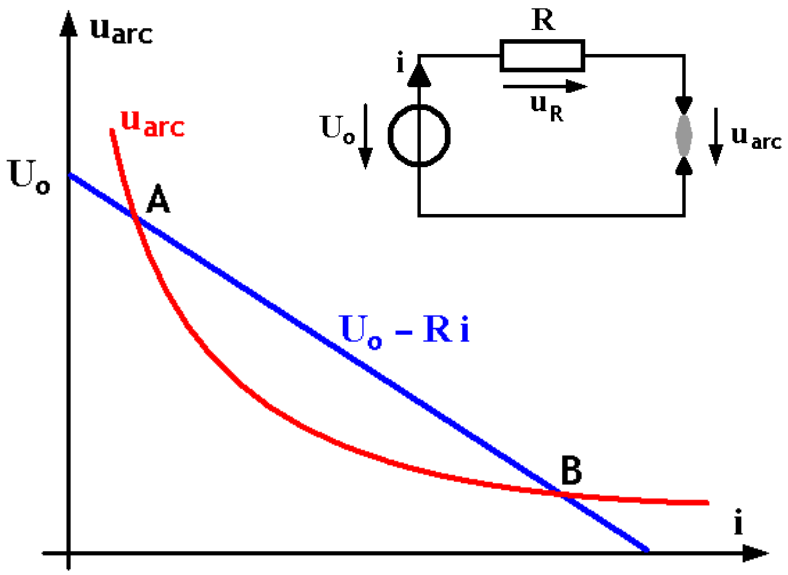
Les paramètres qui déterminent ces fluctuations sont nombreux et variés :

1. la forme, la matière et l'état de surface des électrodes ;
2. le type de contrôle du courant et de la tension ;
3. la nature et la pression du gaz ;
4. les conditions d'amorçage.

d. Stabilité de l'arc

Dans le diagramme i – u (courant – tension) d'un arc alimenté, à travers une résistance, par une source de tension constante, on trouve deux points de fonctionnement, A et B. Mais le point A correspond à un fonctionnement instable.

Supposons en effet qu'un arc se trouve au point A (tension u_a et courant i_a) et voyons l'effet d'une fluctuation de tension $-du_a$. Comme le générateur maintient la tension totale constante, la tension sur la résistance augmente de $+du_a$, et le courant augmente de dia = du_a/R.



Le point A est un point de fonctionnement instable, alors que B est stable.

Mais, du fait de l'impédance négative de l'arc, cette augmentation de courant produit une nouvelle baisse de tension sur l'arc, de sorte que le processus se répète selon la ligne pointillée de la figure. Finalement, le système tend vers le point B.

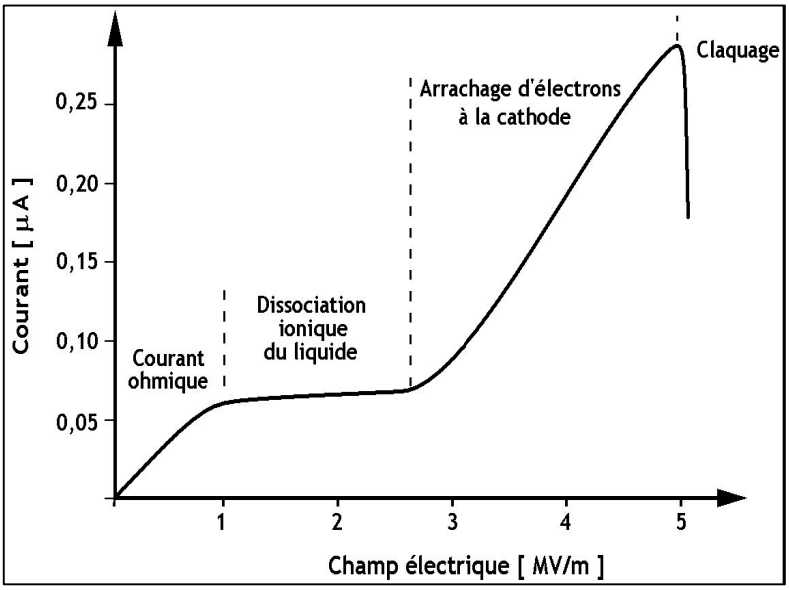
II. Claquage dans les liquides

A. Principales différences d'avec les gaz

1. La mobilité des ions est beaucoup plus faible dans les liquides. Ils n'atteignent pratiquement jamais une vitesse suffisante pour arracher des électrons à la cathode.
2. Les mouvements des ions entraînent, par viscosité, des mouvements de l'ensemble du liquide (électroconvection) qui assurent une uniformisation de la température.
3. La cathode reste relativement froide, de sorte que l'émission des électrons y est uniquement due à l'effet de champ et non à un effet thermoélectronique.
4. Un champ électrique assez élevé donne naissance à des streamers qui engendrent des sous-produits et des bulles.

B. Mécanisme de la décharge dans les liquides

Tout d'abord, à relativement basse tension (zone de courant ohmique, la résistivité apparente du liquide dépend presque toujours des méthodes de purification utilisées; et comme il est impossible d'atteindre une pureté absolue, il est également impossible de savoir quelle serait la résistivité du liquide parfaitement pur.

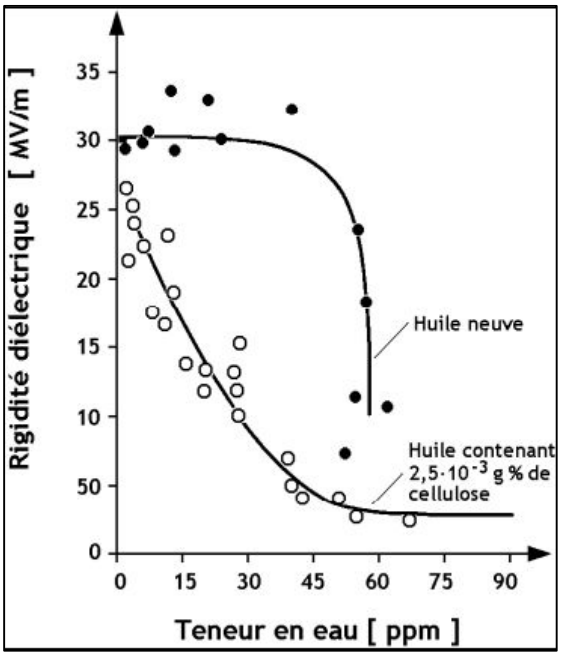


Quant aux mécanismes de dissociation ionique dans le liquide (2e zone), ainsi qu'à celui de l'arrachage des électrons à la cathode (3e zone), ils sont assez hypothétiques et dépendent beaucoup du type de liquide. L'étude de ces mécanismes n'ont jamais permis de prévoir la valeur de la tension disruptive.

C. Facteurs d'influence

Des dizaines de milliers d'études scientifiques concernent l'influence de tel ou tel paramètre sur la tension disruptive, qui s'avère influencée par de nombreux facteurs :

1. Pureté, teneur en particules et en eau (fig. ci-contre).
2. Matériau, forme et superficie des électrodes.
3. Type de tension (fréquence, durée d'impulsion, etc.), polarité, durée d'application de la tension.
4. État de vieillisse-ment du liquide.
5. Température.



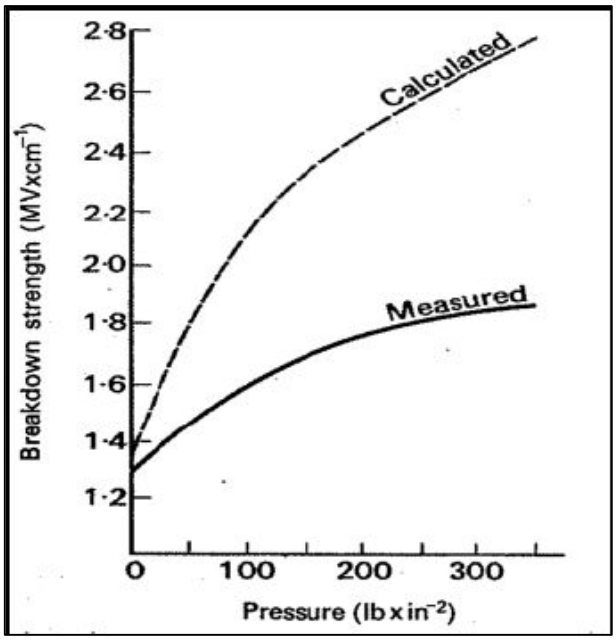
D. Le claquage

Il existe principalement 3 théories pour expliquer le mécanisme de claquage dans les liquides.

a. Le claquage par les bulles

Divers mécanismes peuvent conduire à la formation de bulles dans un liquide isolant soumis à un champ électrique élevé. Le claquage serait alors initié au niveau des bulles. La formation de bulles peut s'expliquer par :

1. l'apparition de poches de gaz se formant au voisinage des électrodes ;
2. la répulsion électrostatique de charges présentes dans le liquide ;
3.
4. la dissociation des molécules du liquide – avec libération de sous-produits gazeux – sous l'effet du bombardement par des électrons ou des ions ;
5. vaporisation due à des décharges locales (impuretés, aspérité des électrodes…). Il se crée alors des colonnes du bulles dans lesquelles se produit finalement le claquage ;



b. Le claquage par les particules en suspension

Ces dernières peuvent constituer des ponts entre les électrodes, sous l'effet de forces électrostatiques ; ou induire des mini-décharges par un effet de concentration des lignes de champ électrique au voisinage de la particule.

L'importance des particules en suspension dans le liquide a été reconnue depuis longtemps : on observe en particulier que, sous l'effet d'un champ électrique intense, les particules (qu'elles soient isolantes ou conductrices) se regroupent et forment une colonne sur l'une des électrodes, réduisant d'autant l'espace inter-électrode. L'effet en est généralement assez désastreux en ce qui concerne la tension disruptive qui chute fortement.

c. Le claquage par streamer

Comme dans les gaz, les électrons suffisamment accélérés peuvent ioniser des molécules sur leur passage et déclencher une avalanche.

III. Claquage dans les solides

Différentes théories ont été imaginées pour expliquer le claquage diélectrique dans les solides

a. Claquage thermique

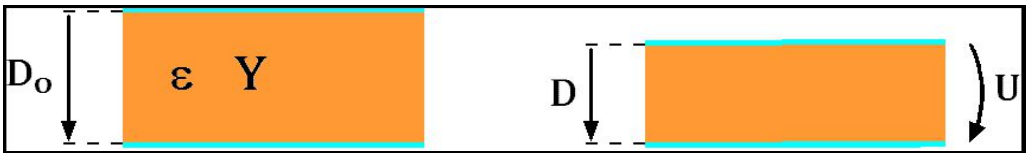
La conductivité non nulle du matériau engendre à une élévation de la température par effet Joule. Lorsque la température augmente, la conductivité augmente et il se produit un « emballement » thermique. Or la rigidité diélectrique diminue nettement avec la température.

En AC haute fréquence (autour du MHz), il peut y avoir résonnance avec une polarisation par orientation, ce qui engendre aussi un échauffement et, en outre, une rupture des liaisons chimiques.

b. Claquage électromécanique

Selon ce mécanisme, le champ électrique exerce des compressions mécaniques. Les déformations qui en résultent finissent par provoquer la rupture du matériau.

Soit un échantillon d'épaisseur initiale D_0, avec une permittivité absolue et un module d'Young Y. Dans l'échantillon comprimé sous l'effet d'une tension U (correspondant à un champ électrique E).



L'énergie électrostatique vaut :

$$W_{el} = \frac{1}{2}\,\varepsilon\,E^2 = \frac{1}{2}\,\varepsilon\frac{U^2}{D^2}$$

Et l'énergie mécanique :

$$W_{mec} = Y\,\ln\left(\frac{D_0}{D}\right)$$

A l'équilibre $W_{el} = W_{mec}$

$$\Rightarrow U^2 = \frac{2\,Y}{\varepsilon}\,D^2\,\ln\left(\frac{D_0}{D}\right)$$

La tension présente un maximum pour une certaine valeur de D :

$$\frac{d}{dD}\,U^2 = \frac{2\,Y}{\varepsilon}\,D\left[2\ln\left(\frac{D_0}{D}\right) - 1\right]$$

Cette dérivée est nulle pour :

$$\ln\left(\frac{D_0}{D}\right) = \frac{1}{2} \;\Rightarrow\; D^2 = \frac{D_0^2}{e}\,,\; e = 2.7183\,,$$

En introduisant ces deux relations dans la relation de U^2, on obtient sa valeur maximale

$$U_{max} = D_0\sqrt{\frac{Y}{\varepsilon\,e}}$$

La relation ci-dessus – connue sous le nom de relation de Garton – donne en fait un maximum possible de la tension disruptive. En pratique, celle-ci est toujours bien plus faible que la valeur obtenue par ce modèle.

c. Claquage par streamer

Tout comme dans les gaz et les liquides, les électrons suffisamment accélérés peuvent ioniser des molécules sur leur passage et déclencher une avalanche électronique.

d. Claquage par érosion

Ce mécanisme de claquage intervient sur le long terme : il est dû à l'agrandissement progressif des cavités dans lesquelles se produisent des décharges partielles, au cours d'une mise en œuvre normale de l'isolant.

IV. La foudre

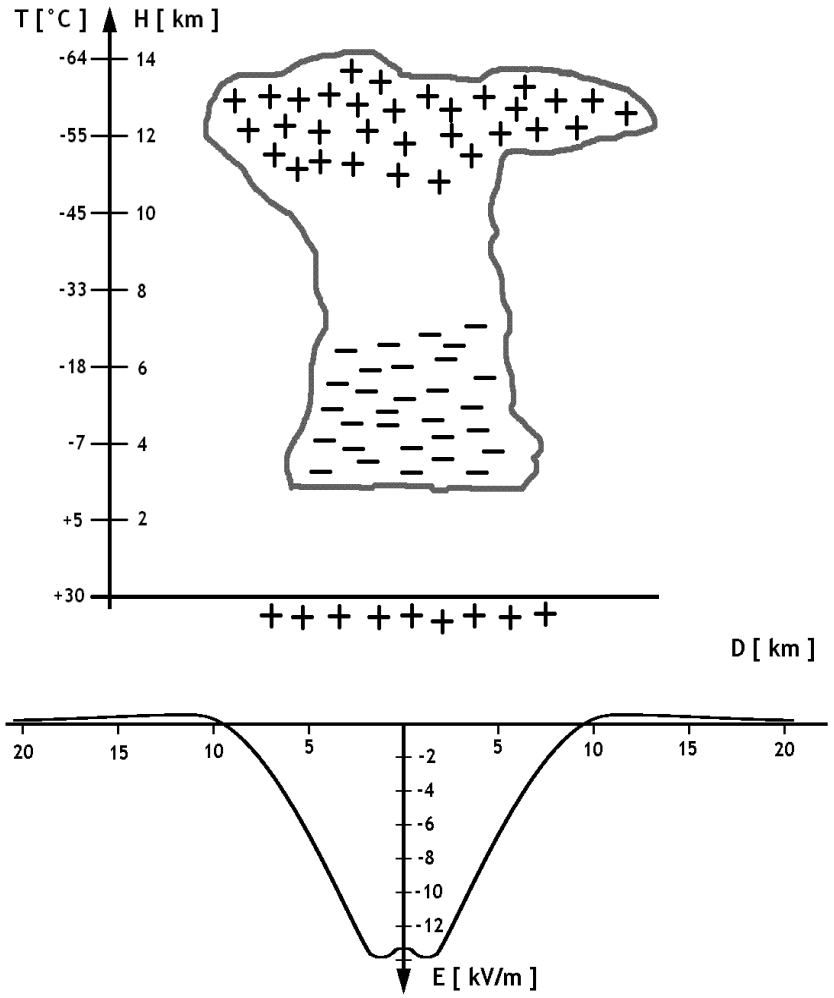
Les arcs de très grandes longueurs ont des processus d'amorçages par ***traceur*** : paquet de charges électriques, de faible intensité et invisible, ouvrant la voie à l'***arc en retour***. Ce dernier constitue l'éclair proprement dit, c'est-à-dire la décharge visible, dans laquelle les charges se propagent en sens inverse de celles du traceur.

Dans les coups de foudre ascendants – qui se produisent principalement autour des aspérités –, c'est le traceur qui est ascendant, tandis que l'arc en retour descend. Dès que le champ électrique atteint un certain seuil, le traceur ascendant se propage à une vitesse régulière d'environ 50 km/s.

À l'inverse, le traceur descendant – qui concerne les chocs de foudre sur des surfaces relativement planes – part du nuage et se propage par bonds d'une dizaine de mètres, avec des pauses de 40 à 100 ms et une vitesse moyenne de 150 à 200 km/s. Lorsque le canal ionisé établit le contact avec le sol, les charges s'y engouffrent montent jusqu'au nuage.

Ces énormes nuages se chargent en général positivement en haut. Les éclairs peuvent être du type *nuage-sol*, ou *internuages*.

On parle de coup de foudre positif lorsque c'est la partie positive du nuage qui se décharge. Les coups de foudre négatifs sont beaucoup plus fréquents sous nos latitudes (environ 80-90%).



A. Eclairs ascendants et descendent

✓ *Coup de foudre ascendant*

Un traceur part d'une aspérité en direction du nuage en se ramifiant. Chaque fois qu'une ramification atteint le nuage, un arc en retour se produit. Tous les arcs en retour visible sur la photo sont en réalité légèrement décalés dans les temps.

✓ *Coup de foudre descendant*

Les coups de foudre descendants sont plus fréquents sur sol plat. Le traceur part du nuage et se propage par bonds.

B. Protection contre la foudre

Les protections sont généralement dimensionnées en fonction des chocs de foudre descendants négatifs, qui sont de loin les plus fréquents. On distingue deux types de protection :

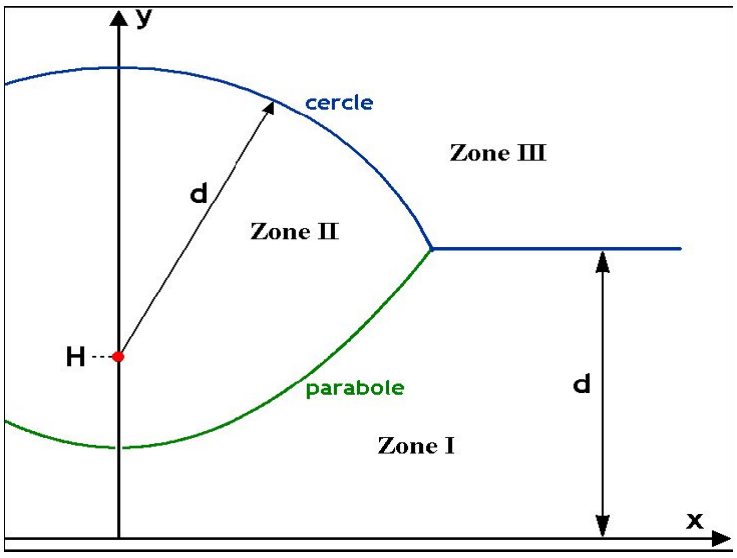
- ✓ la protection des bâtiments, par une tige conductrice verticale (paratonnerre) ;
- ✓ la protection des lignes à haute tension par un conducteur de garde.

Étant donné le point, situé à une hauteur H au-dessus du sol, sur lequel on veut que tombe la foudre (pointe du paratonnerre ou câble de garde) on peut construire deux courbes :

- ✓ la parabole qui est le lieu des points équidistants de la terre et du point d'impact. Son équation est donnée par :

$$y = \frac{1}{2H} x^2 + \frac{H}{2}$$

- ✓ le cercle correspondant à la distance d'amorçage d(I) (pour un courant de foudre d'intensité donnée), dont l'équation est : $x^2 + (y - H)^2 = d^2$



Ces deux courbes délimitent 3 zones à proximité de la structure concernée :

Zone I : le traceur qui arrive dans cette zone doit provoquer un amorçage sur le sol ;

Zone II : le traceur qui arrive dans cette zone provoque un amorçage sur le dispositif de protection

Zone III : le traceur ne provoque pas encore d'amorçage. Il effectuera un bond supplémentaire, dans une direction imprévisible.

a. Positionnement du conducteur de garde

Un modèle relativement simple, applicable aux chocs de foudre descendants négatifs, est largement utilisé pour évaluer l'efficacité des conducteurs de protection contre la foudre.

Le modèle est fondé sur l'existence d'une relation donnant la *distance d'amorçage* d en fonction du *courant de foudre* I :

$$d[m] = 2\,I[kA] + 30\left(1 - e^{-I[kA]/6,8}\right)$$

Par définition l'éclair éclate sur un objet mis à la terre, dès que le traceur par bond arrive à une distance de cet objet inférieur à d.

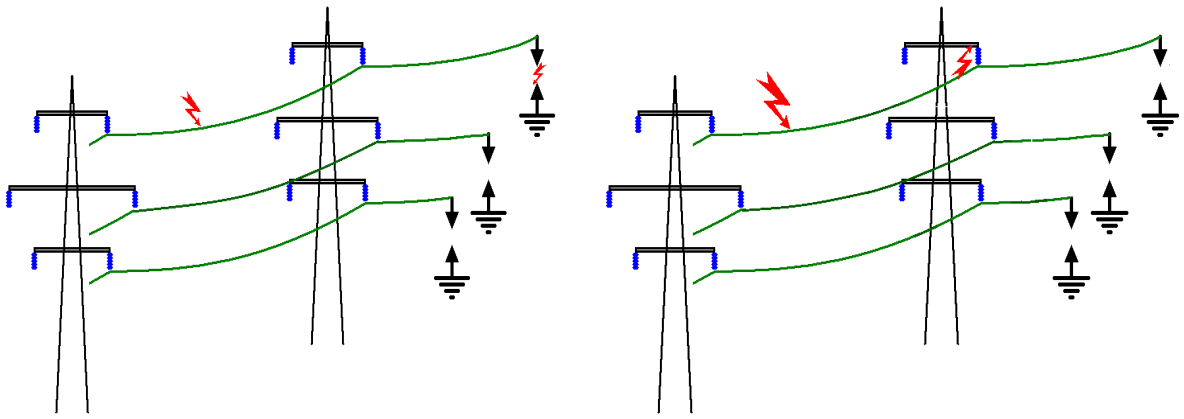
Dans le cas d'une ligne haute tension, la zone critique est la zone III.

En effet, si le point rouge de la figure ci-dessus représente le ***conducteur le plus exposé*** de la ligne, et si d représente la ***distance critique*** de l'installation, on peut prévoir que :

• les traceurs arrivant dans la zone I vont provoquer un amorçage vers le sol.

• les traceurs arrivant dans la zone II vont provoquer un amorçage sur le conducteur le plus exposé, mais avec un courant inférieur au courant critique.

• le conducteur de garde doit être positionné de manière à capter les traceurs arrivant dans la zone III.



Chapitre: 5

Générateurs de la Haute Tension

Les générateurs de haute tension sont utilisés dans :

1. les laboratoires de recherche scientifique ;
2. les laboratoires d'essai, pour tester les équipements haute tension avant leur utilisation (isolateur, câble, transformateur, appareils de coupure ...) ;
3. de nombreuses applications utilisant la haute tension (rayons X, effet couronne, générateur d'ozone, séparation électrostatique, laser…).

Par mesure de sécurité, les tensions d'essai utilisées sont bien entendu supérieures à la tension de service de l'équipement testé.

Il y a trois types de tensions conventionnelles :

• Tension alternative

• Tension continue

• Tension de choc transitoire

I. Générateurs électrostatiques

Le ***générateur électrostatique*** est un dispositif qui convertit l'énergie mécanique en énergie électrostatique emmagasinée dans un milieu diélectrique. Il comporte :

- une source d'excitation, fournissant des charges électriques ;

- un élément transporteur (convoyeur de charges) mû par un moteur et qui apporte les charges sur une électrode haute tension, entourée d'un matériau diélectrique ;

- un milieu diélectrique dans lequel est stockée l'énergie électrostatique.

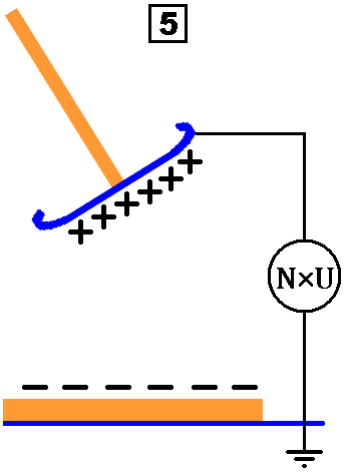
A. Machines à triboélectricité

Une sphère ou un cylindre de matériau isolant est mis en rotation et frotté à l'aide d'un coussinet également isolant, mais formé d'un matériau différent.

Ces machines ont permis d'obtenir des tensions de plusieurs

centaines de kV, si l'on en croit la longueur des étincelles annoncées par leurs utilisateurs du 18ième siècle.

B. Électrophore de Volta

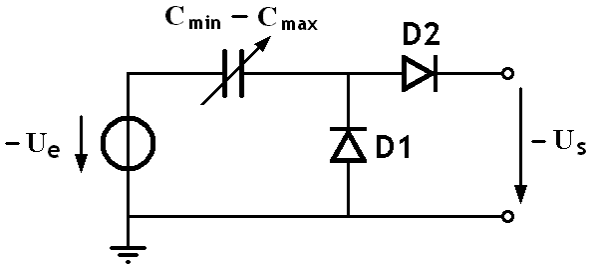


Cet instrument, inventé en 1775, combine le principe du frottement à celui de la charge par influence.

L'électrophore de Volta ouvre la porte aux générateurs électrostatiques modernes, combinant le phénomène de la triboélectricité à celui de la charge par influence, avec la possibilité d'opérer en continu.

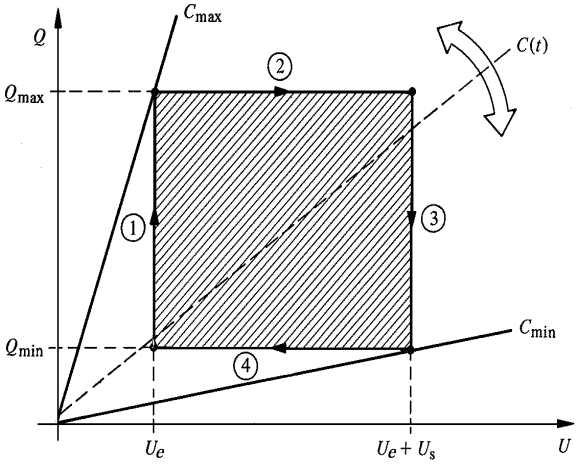
C. Générateur à capacité variable

Dans un premier temps, la capacité variable augmente jusqu'à C_{max} et se charge à travers une diode D1.



Dans un second temps, la valeur de la capacité décroit, ce qui provoque l'augmentation de sa tension U_c à charge constante (D_1 étant alors bloquée).

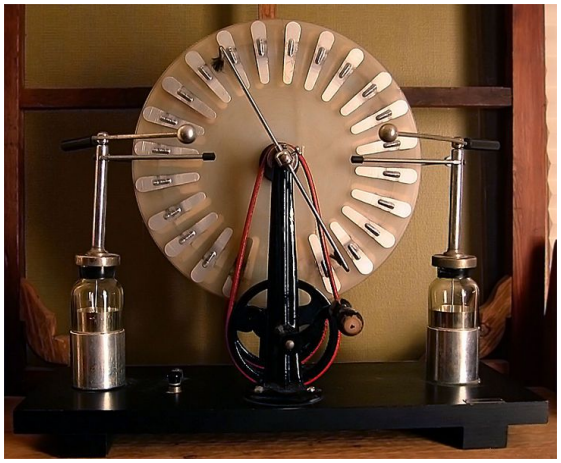
Dans un troisième temps, lorsque $U_c+U_e > U_s$, la diode D_2 commence à conduire de sorte que le système délivre du courant à l'utilisateur.



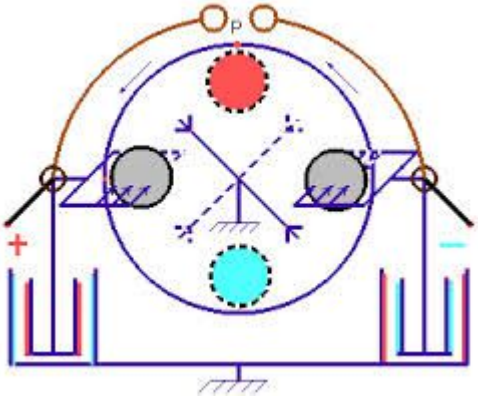
Le fonctionnement du générateur à capacité variable peut être représenté dans un diagramme (Tension – Charge).

D. Machine de Wimshurst

La machine de Wimshurst est une machine électrostatique inventée en 1882 par l'anglais James Wimshurst. Cette machine fut historiquement utilisée pour illustrer de nombreux phénomènes d'électricité statique ou la production d'ozone (à l'odeur caractéristique) dans un arc électrique. Elle est encore présente dans de nombreuses écoles.



La machine de Wimshurst a une apparence caractéristique. Elle est équipée de deux larges disques constitués de matériaux isolants et recouverts de secteurs métalliques. Les deux disques tournent en sens opposé l'un par rapport à l'autre dans un plan vertical, les connexions se font à l'aide d'un dispositif de balais à friction permettant ainsi de récupérer la charge et d'emmagasiner l'énergie dans les bouteilles de charges (principe du condensateur). Au voisinage de pointes métalliques adéquatement connectées, et reliées à deux sphères convenablement disposées à une distance pouvant provoquer un étincelage,



La machine de Wimshurst permet d'atteindre 100 kV, avec un courant de l'ordre du microampère.

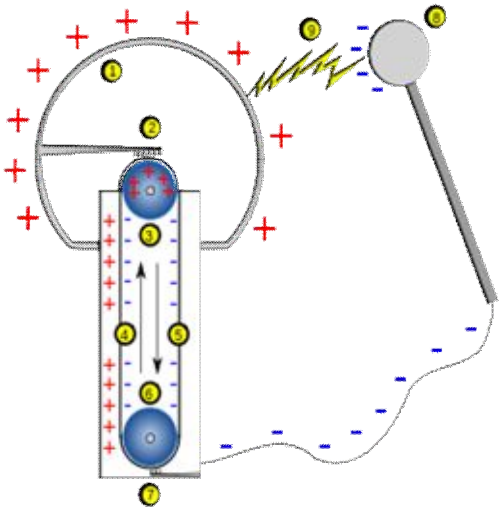
E. Générateur Van de Graff

Un **générateur de Van de Graaff** est une machine électrostatique inventée par Robert Van de Graaff au début des années 1930 qui permet d'atteindre des tensions continues très élevées, mais des courants de faible intensité, avec des différences de potentiel de l'ordre de 5 à 10 mégavolts sur les générateurs industriels modernes. La nécessité d'obtenir des tensions élevées intervient dans plusieurs applications : expérimentations physiques où il est un composant d'un accélérateur de particules, alimentation d'un tube à rayons X. Le générateur utilise le mouvement d'une courroie isolante pour accumuler en continu des charges électriques sur une électrode terminale, typiquement une sphère métallique fixe et creuse.

Le terme de *Statitron* a été utilisé pour nommer l'accélérateur électrostatique que forme un générateur Van de Graaff lorsqu'il accélère des particules chargées dans un tube à vide. Ce terme n'a pas eu un grand succès dans les articles scientifiques où l'on écrit « accélérateur Van

de Graaff » pour nommer cette première génération d'accélérateur de particules sans le suffixe *-tron* des machines plus puissantes (cyclotron, bevatron, synchrotron).

Le générateur peut être considéré comme une source constante de courant connectée en parallèle avec un condensateur et une résistance à la résistivité très grande.



1. Sphère creuse avec des charges positives
2. Électrode (E2) connectée à la sphère, un peigne est au plus près de la courroie
3. Poulie supérieure (en Nylon)
4. Partie de la courroie chargée positivement
5. Partie de la courroie chargée négativement
6. Poulie inférieure (en Téflon), son axe est relié à un moteur
7. Électrode inférieure (E1) destinée à collecter les charges négatives
8. Sphère chargée négativement utilisée pour décharger la boule principale
9. Étincelle ou arc électrique produits par la différence de potentiel

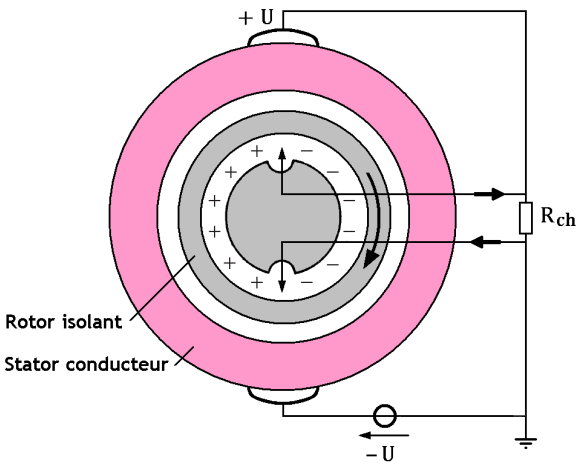
F. Générateur de Felici

L'étude systématique des machines électrostatiques a conduit Noël Felici à fabriquer le générateur de Felici, machine électrostatiquedu XXe siècle au même titre que le générateur de Van de Graaff.

C'est une variante de la machine à courroie (le générateur Van de Graaff) qui est bien adaptée à la production de tension de 50 kV à1 MV, avec des intensités jusqu'à 50 mA. La courroie est remplacée par un cylindre isolant à parois minces (quelques millimètres) tournant à grande vitesse autour d'un stator cylindrique légèrement conducteur, laissant un interstice très faible (fraction de millimètre). La charge et la décharge du cylindre sont assurées par des lames minces d'acier, disposées à l'extérieur du cylindre, parallèlement à son axe, et influencées par des inducteurs métalliques se trouvant à l'intérieur du stator. La machine peut être multipôlaire (jusqu'à 16 pôles) c'est pourquoi elle peut donner des courants relativement intenses. L'hydrogène sous pression (15 à 25 atmosphères) facilite le phénomène de charge,

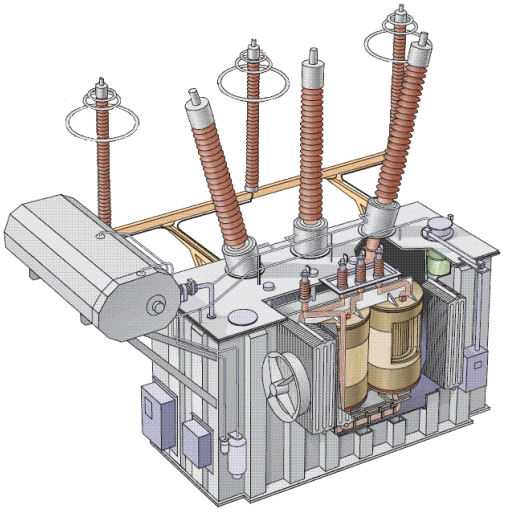
réduit les frottements, améliore le refroidissement. La puissance et le rendement sont relativement élevés (jusqu'à plusieurs W par cm2 et 95 %). La forme cylindrique assure une excellente définition géométrique de la machine qui est ainsi très compacte[2].

Un véritable problème pour l'histoire des sciences se profile dans la difficulté de sauvegarder les quelques exemplaires encore fonctionnels de ces machines. Leur maintenance est onéreuse. Les générateurs multiplicateurs de tension à diodes et condensateurs en cascades les ont remplacées progressivement.



II. Générateurs de Haute Tension Alternative et contenue

A. Transformateur élévateur



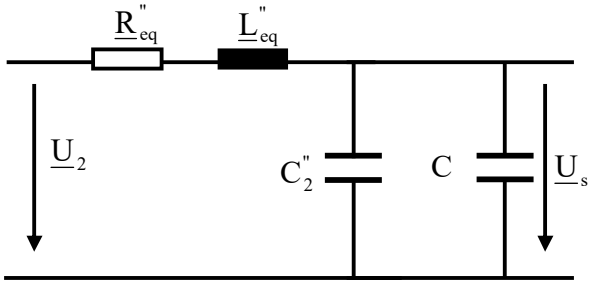
Le transformateur élévateur représente la source de haute tension la plus répandue et la plus utilisée dans la pratique. Ce sont des transformateurs de faible puissance (de quelques centaines de VA a quelques kVA) dont l'objectif principal est de procurer une haute tension au détriment du courant qui est de l'ordre du milliampère généralement. Ces transformateurs qui sont destinés principalement aux laboratoires d'essais, doivent avoir une tres bonne isolation car ils sont appelés a supporter les nombreux claquages qui surviennent lors des tests. La forme de la HT délivrée par un transformateur HT est généralement différente de la forme sinusoïdale, sans toutefois dépasser les tolérances permises. Ces transformateurs possèdent généralement une borne de l'enroulement qui est reliée à la terre.

B. Générateur à circuit résonant série

Les générateurs à circuit résonant série sont principalement utilisés pour les tests de câbles sur site. En ajoutant une inductance en série sur le secondaire du transformateur, accordée à la charge, on multiplie la tension par un facteur à peu près égal à son facteur de qualité.

a. Résonance accidentelle

Considérons le transformateur d'essai 100 kV – 5 kVA, utilisé pour tester un câble haute tension de 100 m de longueur. Le schéma équivalent du transformateur est représenté par R''_{eq}, L''_{eq} et le câble par sa capacité C.



$R''_{eq} = 85\Omega$, $L''_{eq} = 350$ H, $C''_2 = 100$pF

$C = 100m\ .C'$, avec C' (capacité linéique) =

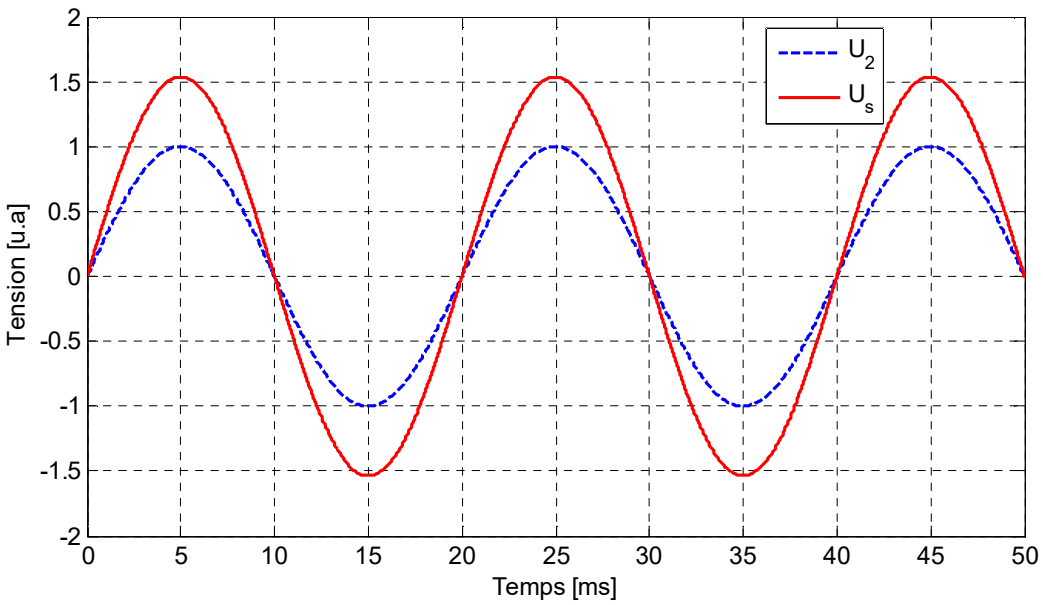
100 nF/km $\Rightarrow$ C = 10 nF

Dans une telle configuration, avec $C_{tot} = C''_2 + C$, la fréquence de résonance du système est donnée par:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L''_{eq}\ .C_{tot}}}$$

Cette fréquence de résonance s'avère dangereusement proche de la fréquence du réseau. Quant au module U_s de la tension de sortie, il vaudrait dans ces conditions :

$$U_s = \frac{1}{\sqrt{R^2 C^2\ \omega^2 + \left(L\ C_{tot}\omega^2\ -1\right)^2}} U_2 \cong 1.58\ U_2$$

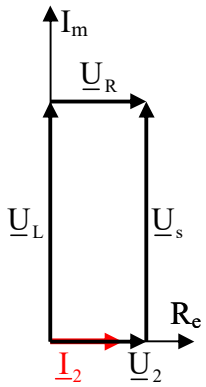


On voit donc que la tension appliquée au câble est nettement plus élevée que la tension de sortie du transformateur d'essai, ce qui n'a pas manqué de provoquer parfois des accidents.

b. Résonance intentionnelle

On peut exploiter ce phénomène pour appliquer au câble une tension d'essai spécifiée, en utilisant un transformateur qui ne génère qu'une tension plus faible. Pour cela, on ajoute une inductance série (R_L; L) qui accorde le circuit d'essai de manière que sa fréquence de résonance soit égale à la fréquence d'alimentation. Avec les valeurs précédentes, on trouve :

$$L_{tot} = \frac{1}{C_{tot}\ \omega^2} \cong 1013\,H \quad \text{avec } L_{tot} = L + L''_{eq} \Rightarrow L = 663\ H$$



En pratique, le facteur de qualité des inductances disponibles peut aller de 5 à 200. En supposant un facteur de qualité moyen de Q = 50, on aurait :

$$R_L = \frac{L\,\omega}{Q} \cong 4167\,\Omega \Rightarrow R_{tot} = R_L + R''_{eq} \cong 4252\ \Omega$$

Le diagramme des tensions montre que le facteur d'amplification de la tension est donné par :

$$\alpha = \frac{U_s}{U_2} = \frac{U_L}{U_R} = \frac{L_{tot}\,\omega}{R_{tot}} \cong 75$$

On voit donc que :

1. Le facteur d'amplification de la tension est égal au facteur de qualité de l'inductance totale ;

2. Le facteur d'amplification peut atteindre des valeurs très importantes.

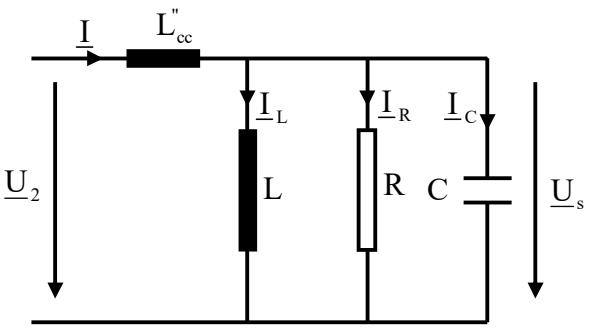
Le générateur à circuit résonant série est particulièrement intéressant pour les tests de câbles, du fait que ces tests doivent en général se dérouler in situ ; il n'est en effet pas envisageable de ramener en laboratoire un câble installé en souterrain, pour le tester. Mais il est aussi pratiquement impossible de transporter sur place un gros transformateur d'essai en

haute tension isolé à l'huile. La solution est donc d'utiliser un transformateur d'essai relativement modeste, à isolation sèche, combiné à des bobines d'induction.

C. Générateur à circuit résonant parallèle

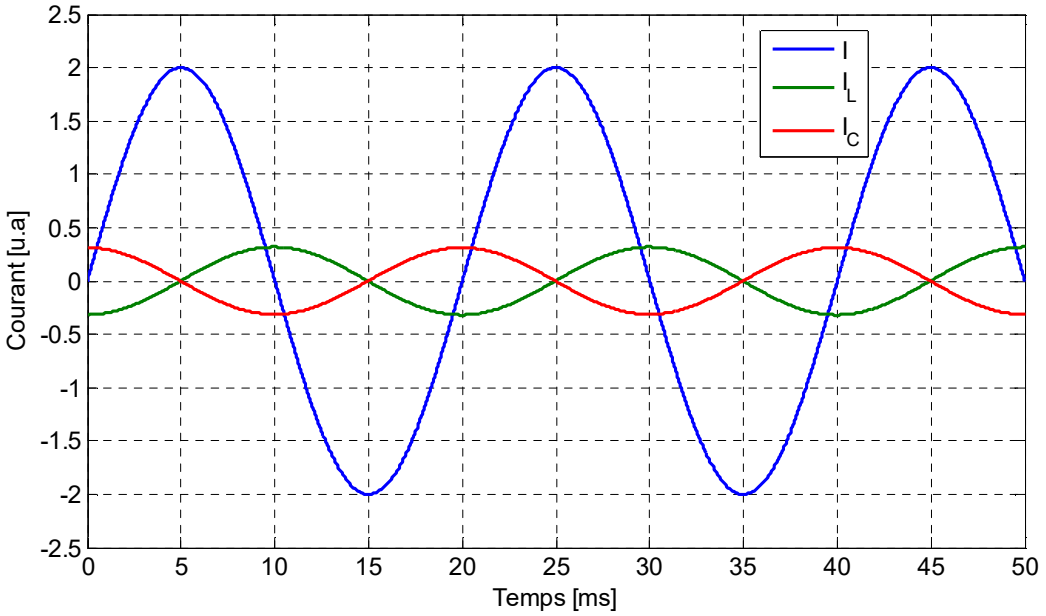
Le générateur à circuit résonant parallèle, dont le schéma de principe est illustré à la figure ci-dessous présente des similitudes avec le circuit série, puisqu'il est son dual. Une inductance L est rajoutée en parallèle avec la capacité C est doit être calculée de façon à être accordée avec C pour la fréquence de la tension d'alimentation. Le tous est en série avec l'inductance L''_{cc} de court circuit ramenée au secondaire du transformateur HT

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L.C}}$$



Le facteur de réduction de courant est défini par :

$$\beta = \frac{I_C}{I} = \frac{I_L}{I} = \frac{R}{\omega.L}$$



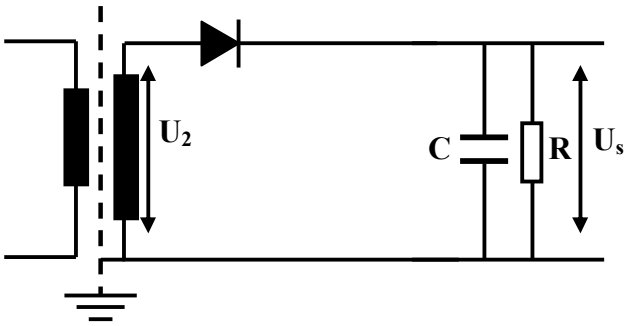
Ce circuit présente l'avantage de diminuer le courant de transformatrice haute tension puisque ce dernier n'alimente pas l'objet C.

D. Les redresseurs

Les essais de haute tension en DC sont effectués au moyen d'un transformateur HT et d'un redresseur.

a. Redresseur à simple alternance

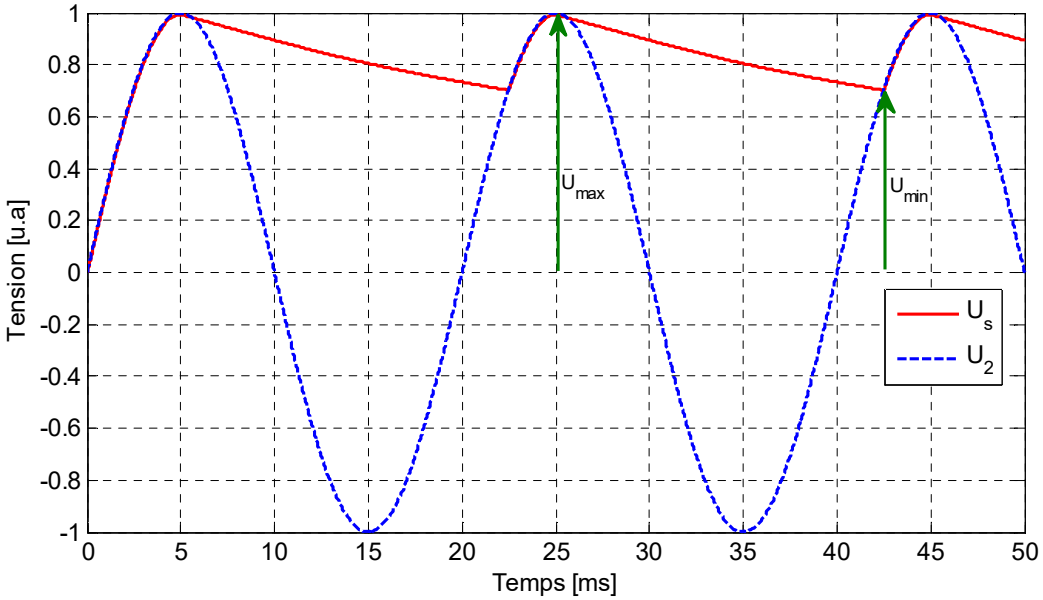
Le redresseur peut comporter plusieurs diodes en série, de manière à limiter, à une valeur acceptable sur chaque diode, la tension inverse qui peut atteindre au total le double de la valeur de crête de U_c.



avec :

C : capacité de lissage du redresseur + capacité de l'objet en essai + capacités parasites.

R : résistance de l'objet testé + résistance de fuite du condensateur de lissage.



Le redresseur fournit une tension lissée, présentant une ondulation:

Profondeur d'ondulation : $\delta U_s = U_{max} - U_{min}$

Amplitude d'ondulation : $\delta U_s / 2$

Facteur d'ondulation : $\in = \frac{1}{2}\frac{\delta U_S}{U_S}$

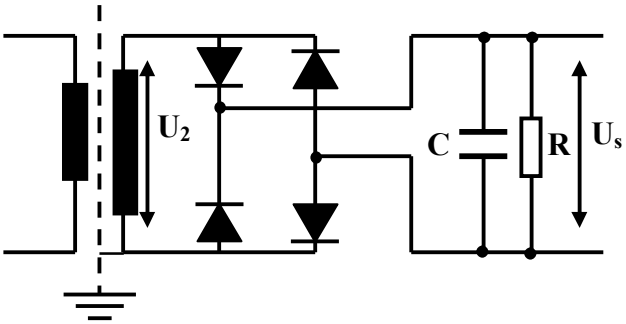
La diode haute Tension est équivalente a la mise en série de n diodes conventionnelles. Le nombre de diodes N est déterminé suivant la tension inverse à supporter par l'ensemble. Par exemple, pour redresser une tension de 100 kV, on met en série 100 diodes de 1000 V chacune pour avoir une diode haute tension de 100 kV.

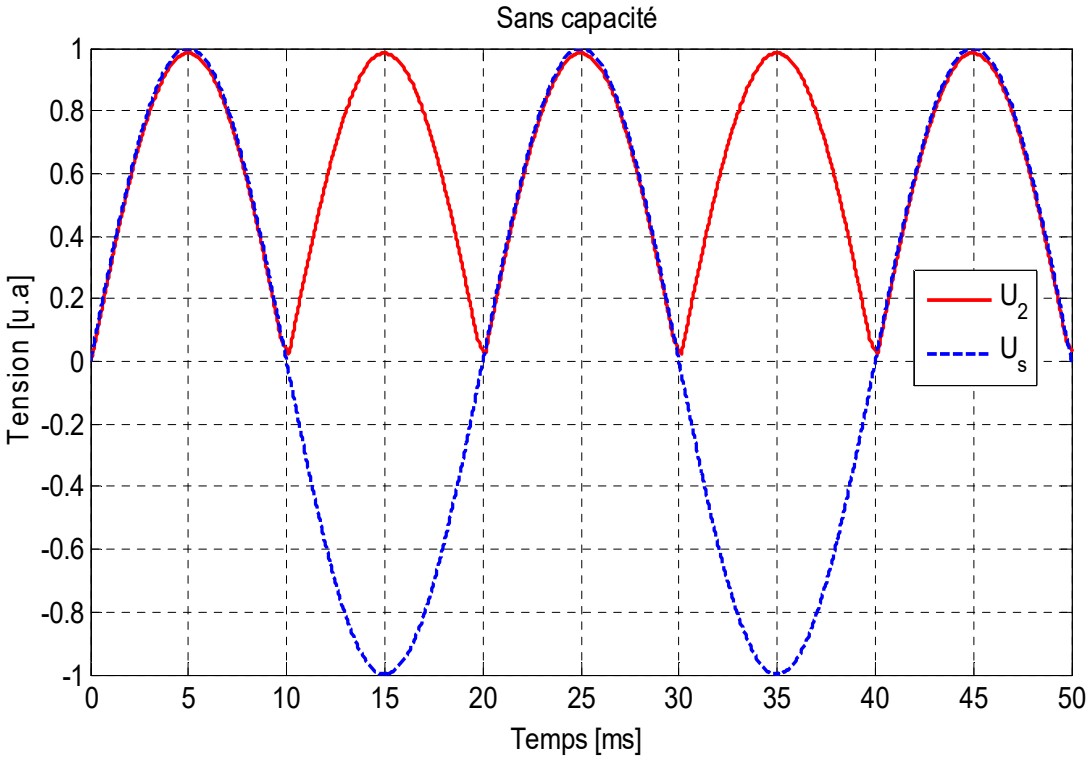
L'étude des redresseurs conduit aux relations suivantes pour N diodes en série :

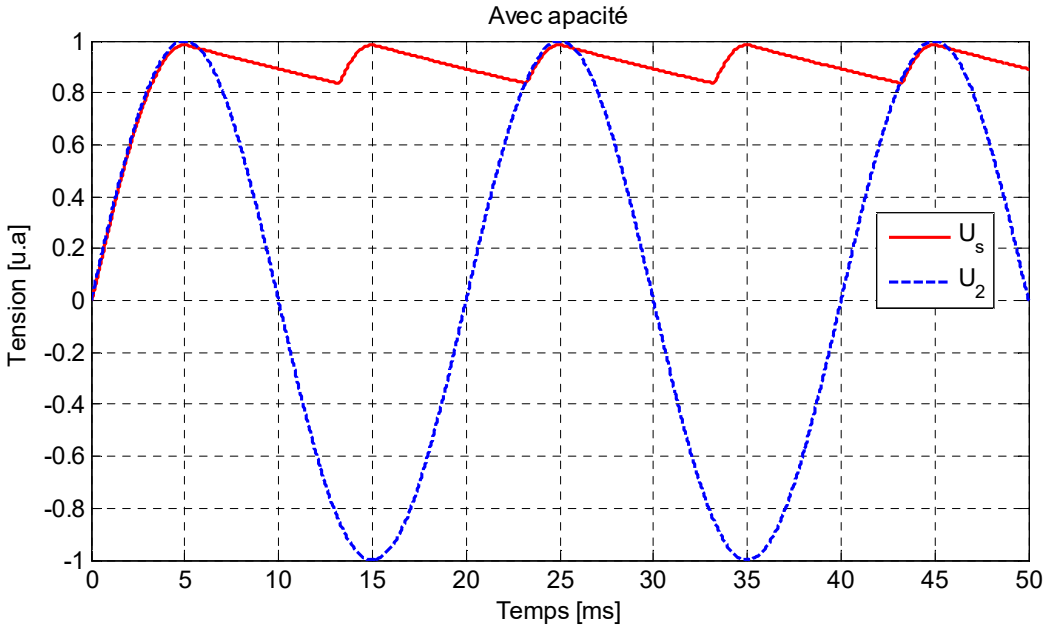
$$\bar{U}_S = \frac{U_{min} + U_{max}}{2}$$

b. Redresseur à double alternance

Contrairement au redresseur a simple alternance, l'alternance négative est également redressée. Il n'y a pas de très grande différence entre les montages redresseurs a simple et a double alternance, en présence d'une capacité de lissage





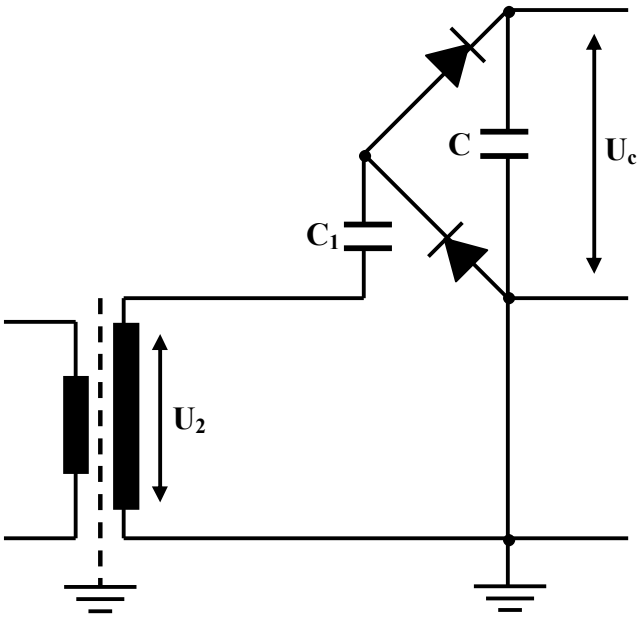


E. Les Doubleurs de tension

Il y a plusieurs types de doubleurs de tension, mais le principe est le même; Le plus répandu est le doubleur de Schenkel et doubleur de Latour.

a. Doubleur de Schenkel

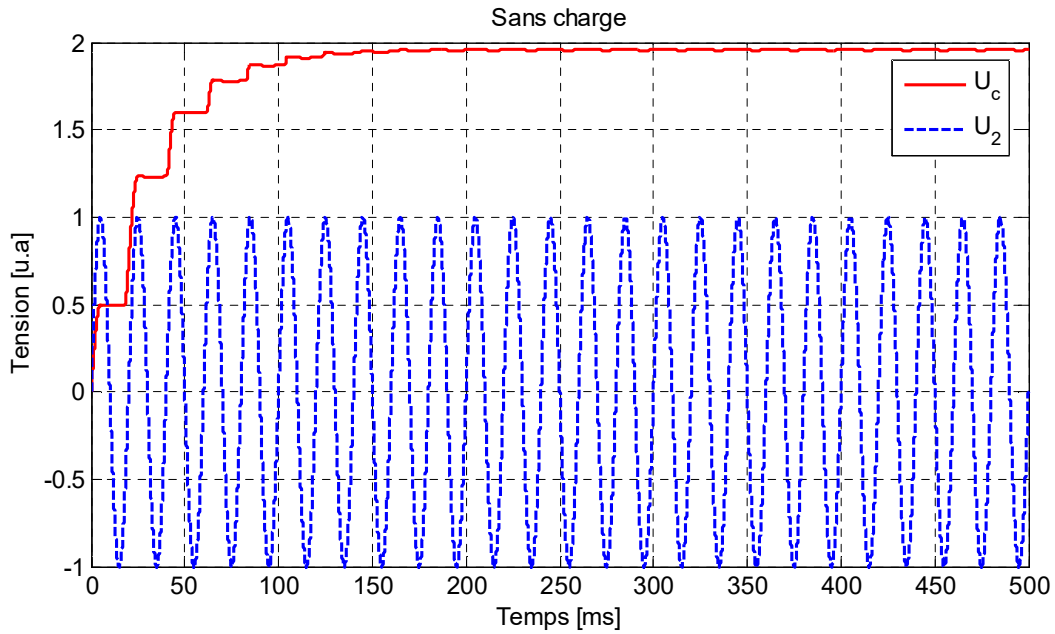
Pendant l'alternance négative le condensateur C_1 se charge à la tension V_{max}, a l'alternance suivante cette tension qui s'ajoute a la tension du transformateur donne une tension aux bornes de C égale à 2 V_{max}.

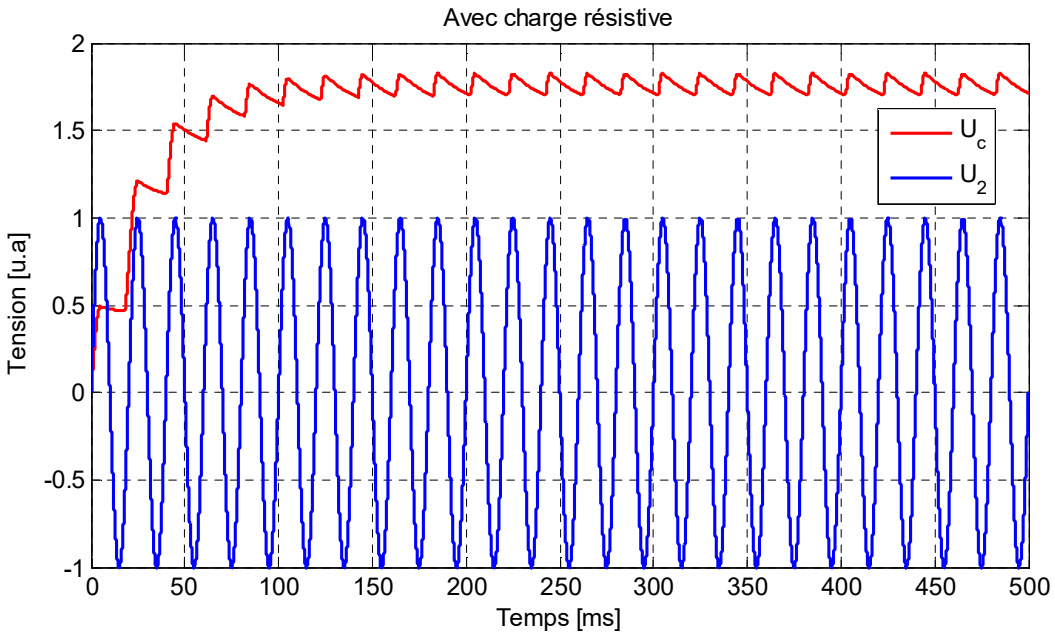


La tension a vide obtenue a la sortie est donc :

$$U_c = 2\sqrt{2}\,U_2$$

Le redresseur doubleur de Schenkel offre, comme premier avantage, la possibilité de recourir à un transformateur haute tension avec un point à la terre et isolé entre primaire et secondaire pour la mi-tension de sortie.



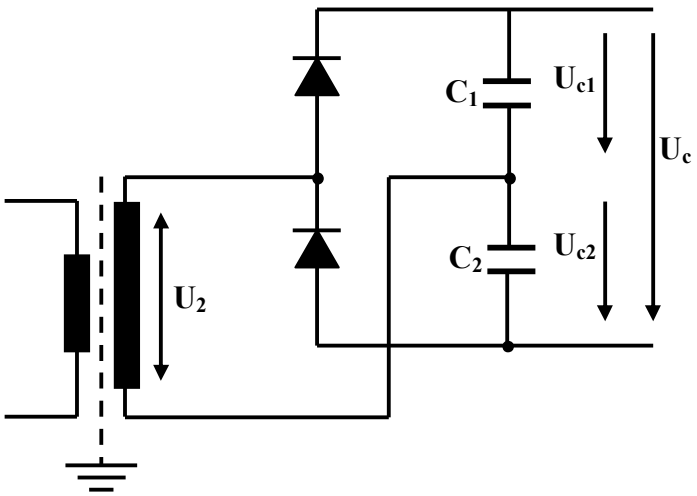


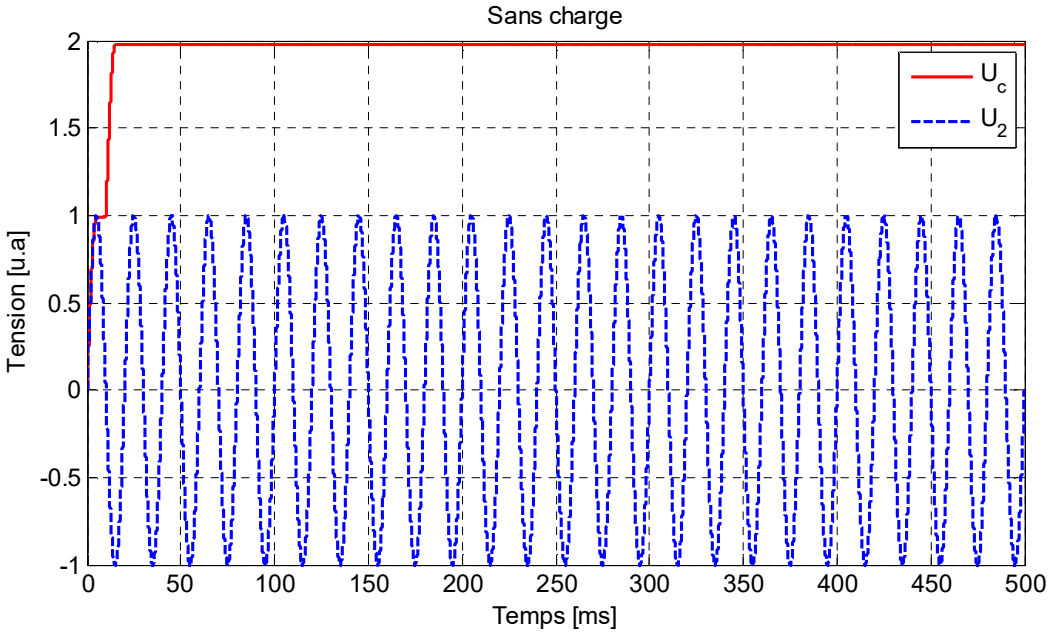
a. Doubleur de Latour

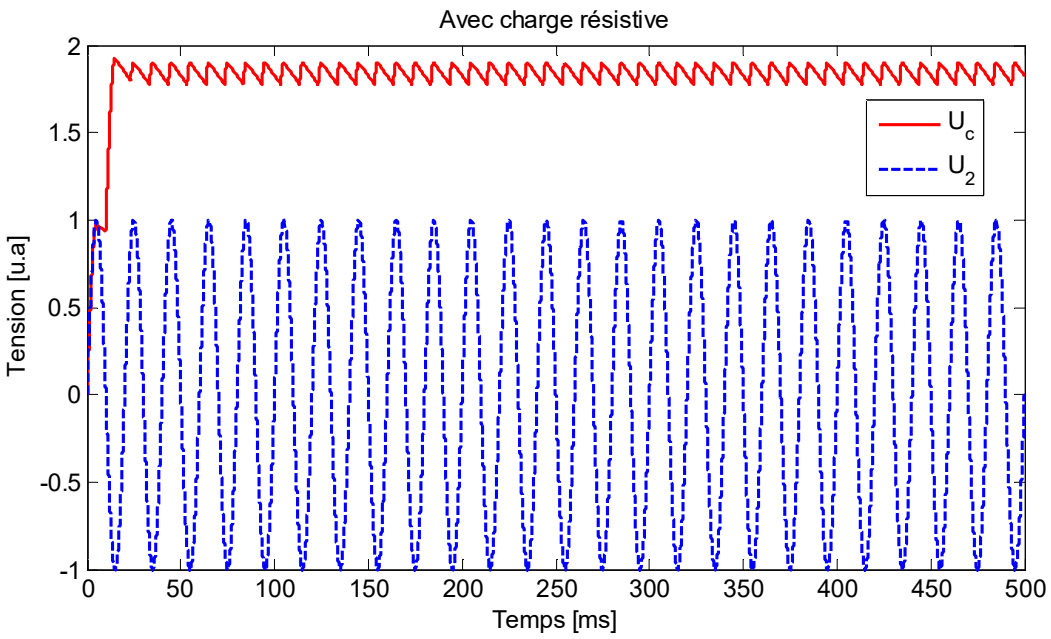
Contrairement au doubleur de Schenkel qui présente l'inconvénient de donner la pleine tension sur un seul condensateur.

Le principe de fonctionnement de doubleur de Lateur est basé sur deux condensateurs en cascade dont l'un chargé au cours de l'alternance positive de la tension U_2, à la valeur de crête, et l'autre est chargé de même, au cours de l'alternance négative.

Le doubleur de Latour présente l'inconvénient de nécessiter un transformateur haute tension dont le secondaire n'a pas de point à la terre. Mais, il nécessite le recours à un transformateur haute tension dont le secondaire comporte deux bornes isolées à la terre.







F. Les multiplicateurs de tension

a. Cascade de Greinasher

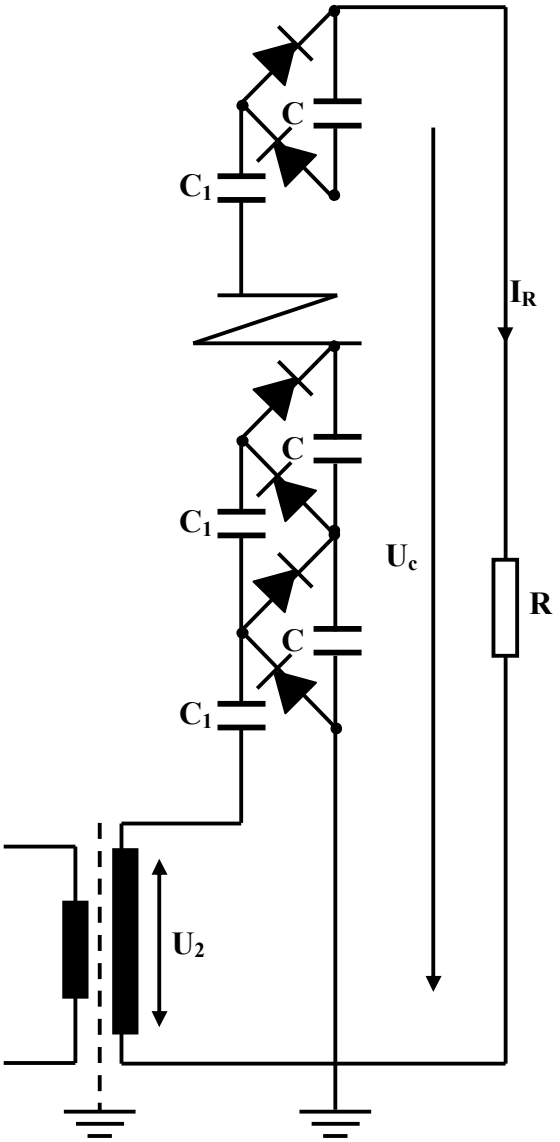
La cascade, appelée cascade de Greinacher ou de Cockcroft-walton, est constituée par une piles de doubleurs de type Schenkel. Ce circuit a été réalisé en 1932 dans un accélérateur de particules. La cascade consiste en un empilement de N doubleurs de Schenkel permettant d'obtenir une tension de sortie à vide : $U_{c,0} = 2\,N\sqrt{2}\,U_2$

En débitant un courant I_R sur une résistance R, la cascade donne une tension maximale :

$U_{c,R} = : U_{c,0} - \Delta U$ avec :

$$\Delta U = \frac{I_R}{f\,C}\left(\frac{2}{3}N^3 + \frac{1}{2}N^2 - \frac{1}{6}N\right)$$

L'ondulation vaut : $\delta U = \frac{I_R}{f\,C} \cdot \frac{N(N+1)}{2}$

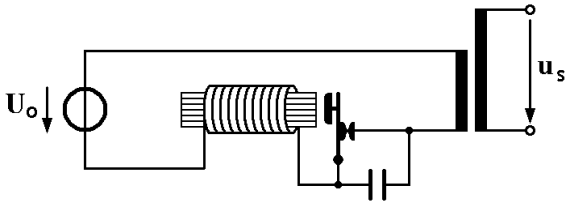


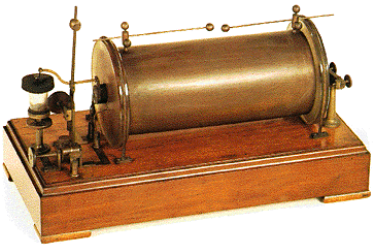
III. Générateurs de Haute Tension Transitoire

A. Bobine de Ruhmkorff

Cet appareil donne une haute tension au secondaire d'un transformateur possédant un rapport de transformation très élevé, avec un primaire alimenté par un courant présentant une dérivée temporelle très grande.

En pratique, le primaire du transformateur est alimenté par une tension continue hachée.





La haute tension est produite par l'interruption du courant dans un circuit inductif.

Les vibrations du rupteur ferment et ouvrent brusquement le circuit. L'équation du circuit est :

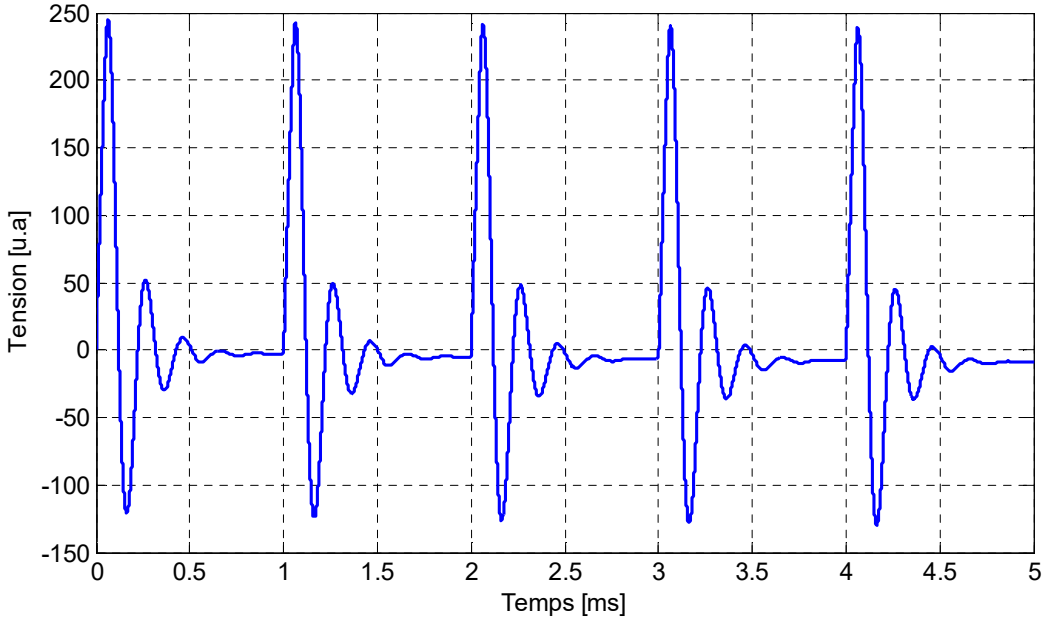
$$u_p = R_p i_p + L_p \frac{di_p}{dt} + M \frac{di_s}{dt}$$

Où R_p et L_p sont la résistance et l'inductance de l'enroulement primaire ; i_p et i_s courants primaire et secondaire ; M l'inductance mutuelle entre les circuits primaire et secondaire.

Comme l'interruption du courant est très brève ($dt \cong 0$), les termes $\frac{di_p}{dt}$, $\frac{di_s}{dt}$ sont tellement élèves qu'ils produisent, pendant un bref moment, de la haute tension.

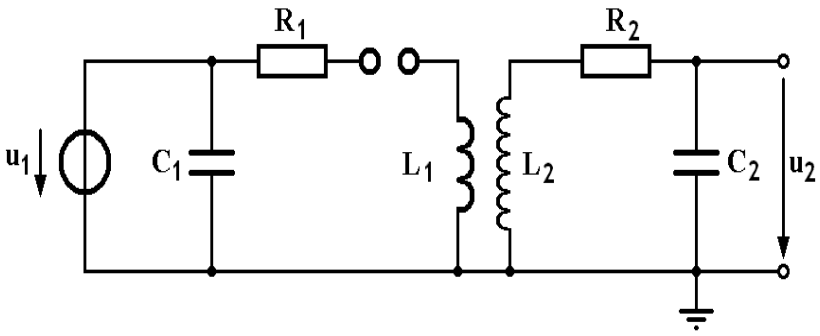
La surtension de sortie est directement proportionnelle à la valeur de l'inductance primaire, de l'inverse de rapport de transformation du transformateur et la pente du courant du moment de la coupure (rupteur).

Ces générateurs sont utilises, lorsqu'on a besoin d'une haute tension pendant une durée très brève, comme l'allumage par exemple. On les trouve pour l'allumage des lampes à décharge et l'allumage des moteurs à explosion (bobine HT des voitures).



C. Transformateur de Tesla

Le transformateur de Tesla est un transformateur à couplage par l'air dans lequel le primaire et le secondaire sont en résonance.



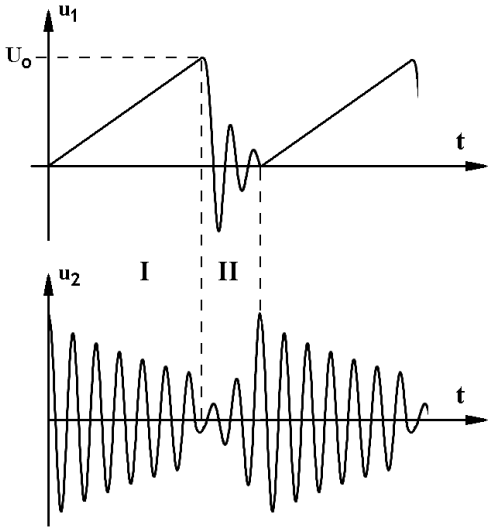
La tension de sortie est maximale lorsque : $L_1C_1 = L_2\ C_2$, dans ce cas, la crête de la tension de sortie vaut approximativement :

$$\hat{u}_2 = U_o\sqrt{C_1 / C_2} \quad \text{Où } U_o : \quad \text{tension de charge condensateur } C_1.$$

Dans la phase I, le condensateur C_1 se charge à la tension U_o .

Dans la phase II, le condensateur C_1 se décharge dans le circuit primaire et l'énergie est transférée au secondaire, accordé en fréquence avec le primaire.

La fréquence de résonance est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de kilohertz et la crête de la tension de sortie peut atteindre des centaines de kilovolts.



Exemple de valeurs possibles pour les composants du circuit :

C_1 = 0,6 mF C_2 = 135 pF

L_1 = 103 mH L_2 = 450 mH

R_1 = 23 mW R_2 = 18,5 W

Fréquence de résonance : $f_{rés}$ = 20,3 kHz

IV. Générateurs de Haute Tension de choc

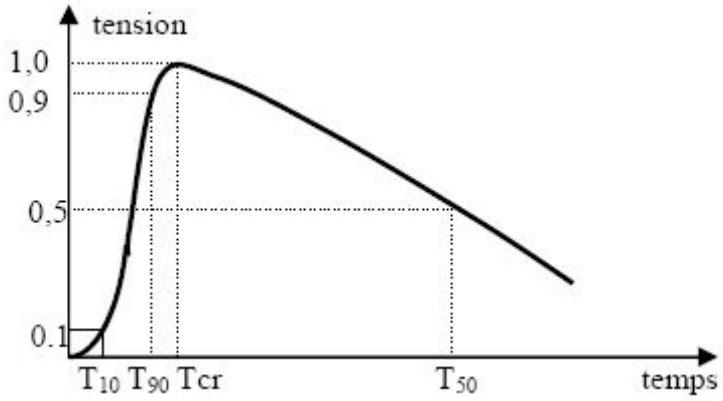
La tension de choc (ou impulsion) est une tres haute tension unidirectionnelle, appliquée pendant un temps très bref de l'ordre de quelques Ps. C'est un courant ou une tension qui croit rapidement jusqu'à une valeur crête, puis décroit jusqu'a zéro.

Les générateurs de choc sont nécessaires pour :

• Simuler les surtensions des lignes comme l'onde de la foudre par exemple, pour l'étude et la recherche.

• réaliser des tests d'essais sur les appareillages haute tension destines a fonctionner lors des surtensions, tels que les appareils de protection contre les surtensions.

L'impact d'un coup de foudre sur un réseau électrique génère une onde de tension sur la ligne qui crée dans l'enroulement des transformateurs une distribution inégale du potentiel et provoque la détérioration de l'isolement.



Tous les générateurs de choc sont identifies par les deux

constantes de temps t_1 et t_2 :

$T_1 = 1,67 (T_{90} - T_{30})$ $t_2 = T_{50}$.

L'onde de choc standard normalisée pour l'étude de :

• la foudre est l'onde 1,2/50 µs (t_1 = 1,2µs et t_2 = 50µs).

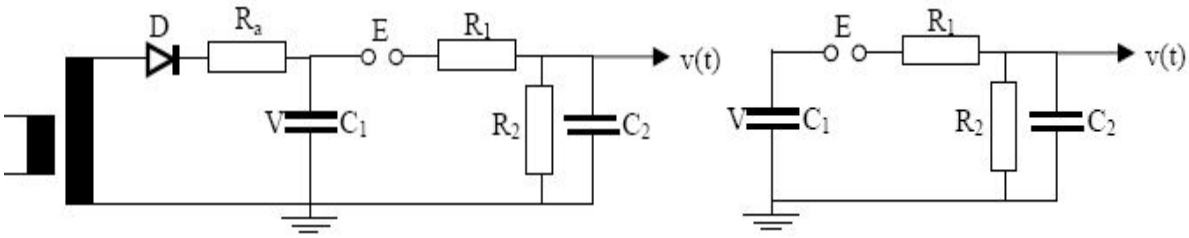
• la surtension de manœuvre : l'onde 250/2500 µs (t_1 = 250µs et t_2 = 2500µs).

Le temps T_{cr} de montée a la valeur crête n'est pas utilise, car sur l'oscillogramme la crête est souvent plate et on distingue mal le maximum. Le temps de montée à la valeur crête T_{cr} est appelé temps de front, et le temps de diminution T_{50} est appelé temps de queue.

A. Générateur de choc à un étage

Le générateur comporte un redresseur dont la capacité de lissage se décharge dans un circuit résistif, à travers un éclateur.

La tension continue V charge le condensateur C_1 jusqu'a produire le claquage de l'éclateur E ; une tension brusque (choc) est ainsi appliquée aux extrémités de la charge capacitive C_2.



C_1 : capacité de choc (réservoir d'énergie)

C_2 : capacité de l'objet en essai ;

$C_1 = (10…20)\ C_2$

R_1 : résistance de front d'onde (série) ;

R_2 : résistance de queue d'onde (parallèle) ;

En général, le condensateur C1 se charge par l'intermédiaire d'un transformateur HT associe à une diode D. la résistance d'amortissement R_a empêche une charge trop rapide. La constante de temps lors du processus de charge $\tau = R_a C_1$ est de l'ordre de 10 à 20 s. Lorsque la tension disruptive U_0 de l'éclateur E est atteinte, C_1 se décharge brusquement dans C_2 à travers la résistance de front R_1. La résistance de queue d'onde R2 étant beaucoup plus grande que R_1, les capacités C_1 et C_2 vont se décharger ensuite plus lentement dans cette résistance R_2.

Les résistances R_1 et R_2 servent à contrôler les constantes de temps respectivement de front et de queue de l'onde. Ainsi, un temps de front bref requiert une charge rapide du condensateur C_2, et un temps de queue long nécessite une décharge plus lente ; ceci est réalise en choisissant une résistance R2 très grande par rapport a R_1.

Quand $R_2 >> R_1$, au moment de l'amorçage de l'éclateur, toute la tension U est pratiquement appliquée a R_1 et C_2 en série. La charge du condensateur C_2 est d'autant plus rapide que le produit R_1C_2 est petit.

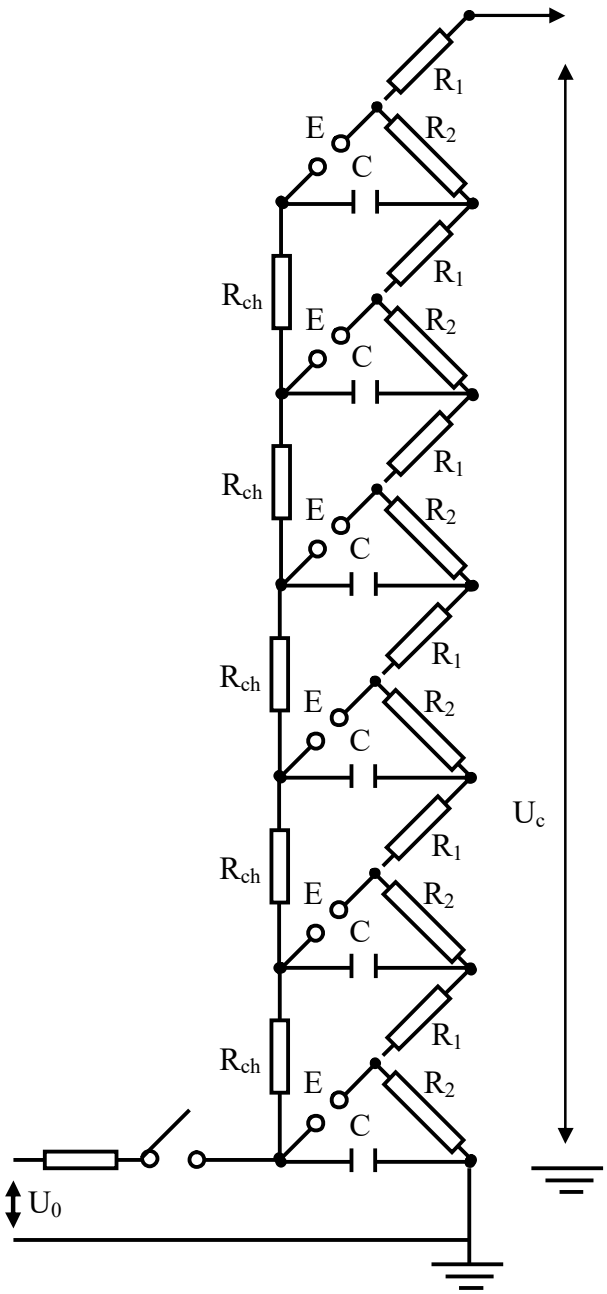
La tension de sortie de ce type de générateur a la forme d'une double exponentielle (bi-exponentielle) :

$$u_c(t) = U_c\left(e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}\right)$$

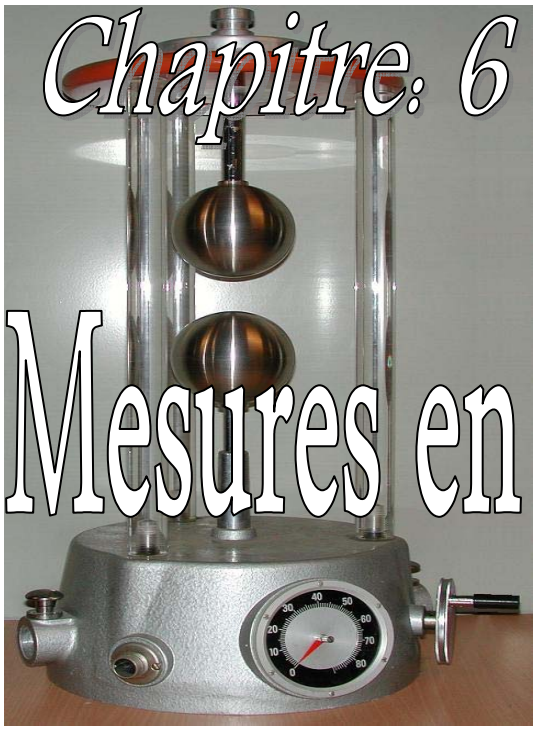
B. Générateur de choc à plusieurs étages (Générateur de Marx)

Des tensions continues plus élevées sont obtenues avec le générateur de Marx, c'est un ensemble de générateurs de choc à un étage, montes en cascade. Les tensions obtenues sont de l'ordre du MV (maximum réalise env. 6 MV).

Dans une première phase, le sectionneur I ferme permet la charge en parallèle des n condensateurs C a travers de grandes résistances de charge R_{ch} ; l'alimentation étant assurée par une source continue de tension U_0 (généralement comprise entre 50 et 200 kV). Ensuite, dans une deuxième phase, le sectionneur est ouvert et l'amorçage de tous les éclateurs E_i est commande presque simultanément (la tension de claquage des éclateurs à sphères étant ajustée légèrement au-dessus de U_0); a ce moment précis les condensateurs C se trouvent en série et constituent une source de tension égale a nU_0.



Générateur de Marx à 6 étages



Chapitre: 6

Mesures en Haute Tension

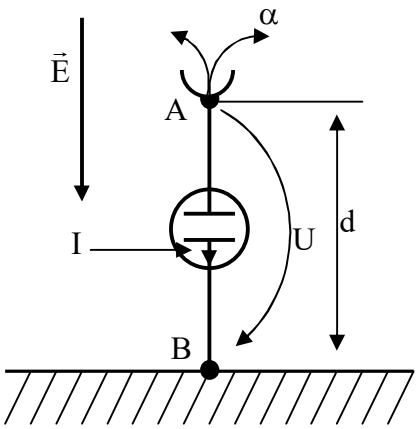
Un ***système de mesure en haute tension*** est un ensemble complet de dispositifs utilisable pour réaliser une mesure de haute tension continue, alternative ou de choc, ainsi que de courant impulsionnel et de champ électrique en haute tension, lors d'essais mettant en œuvre de telles tensions ou de tels courants.

I. Mesure des champs électriques

La mesure de champ électrique peut s'effectuer par une méthode directe ou des méthodes indirectes.

A. Méthodes directe

La méthode directe consiste à déterminer le champ électrique $\vec{E}$ à la surface du sol en mesurant la différence du potentiel U entre un point d'altitude connue A à la terre B, au moyen d'un voltmètre électrostatique (α sonde à égalisateur radioactif ou à écoulement de l'eau).



Etant donnée la résistance interne extrêmement grande de la source (la conductivité électrique de l'atmosphère étant très faible au niveau du sol : $\sigma = 23.10^{-15}$ s/m, par beau temps), il est nécessaire d'utiliser un ioniseur radioactif. Recours, en général, à une substance émettrice de particule α (noyau d'hélium ${}^{4}_{2}He$) lourdes et peu pénétrantes, générées par des substances telles que l'uranium. L'égalisateur radioactif placé sur la sonde voltmétrique a pour but d'augmenter localement la conductivité électrique de l'air, afin de délivrer un courant de mesure I suffisant, ou, en d'autres termes, de permettre à la sonde d'acquérir le potentiel du point auquel elle se trouve :

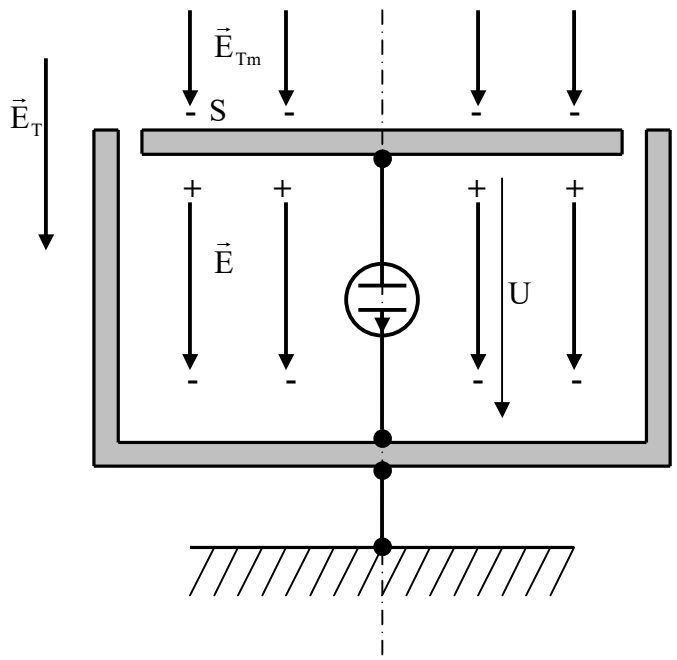
$$U = U_A - U_B = \int_A^B \vec{E}.d\vec{r} \quad \text{Alors:} \quad E_m = \frac{U}{d}$$

Toute sonde placée dans un champ électrique perturbe ce dernier. Pour palier à cet effet on introduit un facteur de forme η et $E = \eta E_m$

B. Méthodes indirectes

a. Méthode de Wilson

La méthode de wilson consiste à déterminer le champ électrique E_{Tm}, à la surface du sol, en mesurant les charges électriques Q à la surface de celui-ci.



D'après le théorème de Gauss

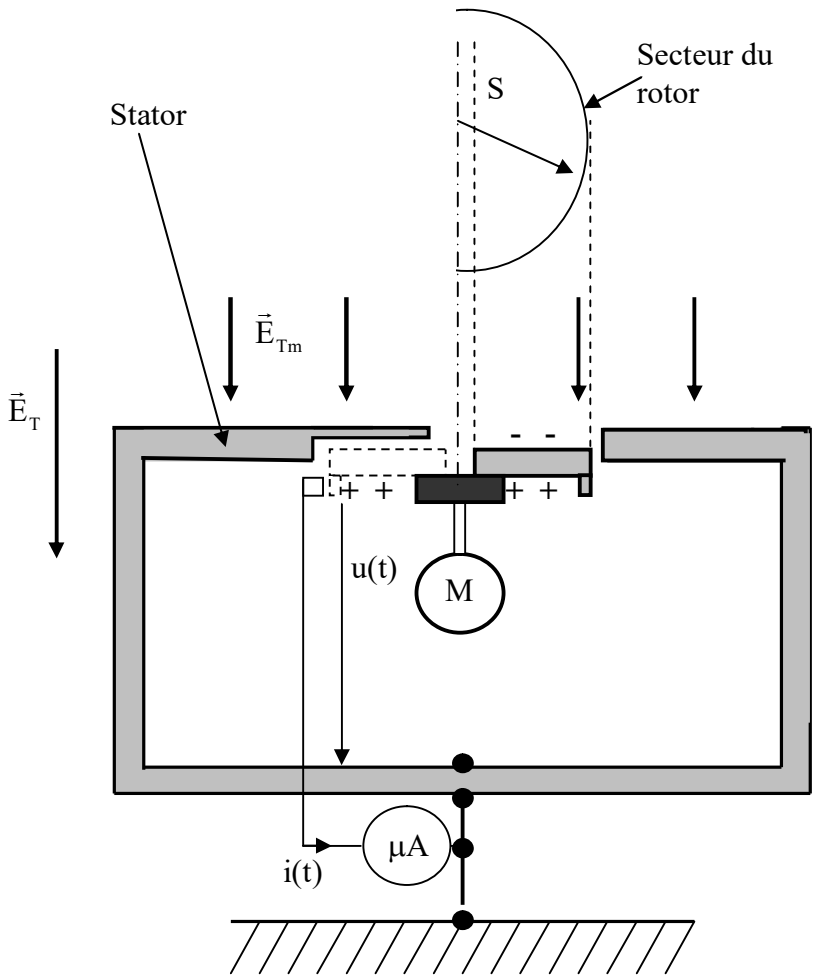
$$\varepsilon_0 E S = CU$$

Où C est la capacité de l'électrode de surface S, contre la boitier mise à la terre. Le champ électrique E_{Tm} est donc égal à :

$$E_{Tm} = E = \frac{CU}{\varepsilon_0 S}$$

b. Méthode du voltmètre rotatif

La méthode du voltmètre rotatif (moulin à champs électriques) pour la détermination du champ électrique E_{Tm} à la surface du sol est basée sur la mesure du courant i(t), résultant de la variation de la capacité $\frac{dC}{dt}$ entre un rotor tournant à la vitesse n et un stator fixe.



La valeur moyenne du courant de mesure, en tenant compte la vitesse de rotation n [tr/s] alors n = 1/T

$$I_m = \frac{1}{T}\int_0^T i(t)\,dt = \frac{Q(t)}{T} = n\,Q(t)$$

La surface de demi-secteur S est :

$$S \cong \frac{\pi r^2}{2} \text{ où r est le rayon du secteur du rotor}$$

Si σ_s est la densité de la charge surfacique du demi-secteur lors du passage au droit de l'ouverture sectorielle du stator

$$\sigma_s = \frac{Q(T)}{S} = \frac{I_m}{n\,S}$$

La densité de charge du moulin à champs électriques est donnée par le déplacement électrique :

$$\sigma_s = D = \varepsilon_0 E_{Tm}$$

Le champ électrique E_{Tm} est trouvé en combinant les relations précédentes :

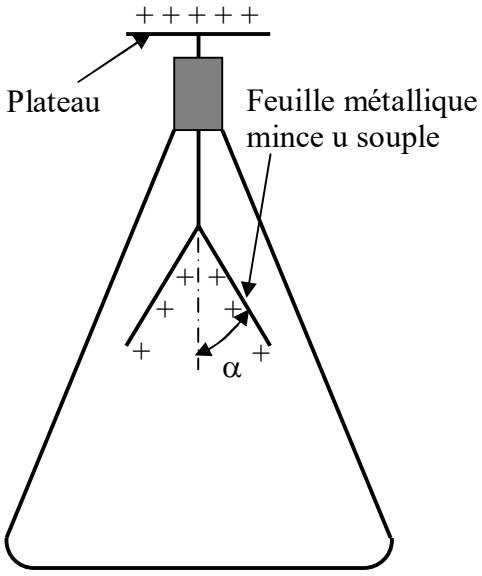
$$E_{Tm} = \frac{\sigma_s}{\varepsilon_0} = \frac{I_m}{\varepsilon_0 n S} = \frac{2 I_m}{\pi \varepsilon_0 n r^2}$$

II. Mesure des Hautes Tension

A. Mesure des hautes Tensions continues

a. Electromètre

Le premier appareil utilisé en physique pour la mesure des hautes tensions est le l'électromètre.



Cet appareil est basé sur la loi de Coulomb entrainant la répulsion de fines surfaces métalliques (feuilles d'or ou d'argent) chargées d'électricité de même signe.

On calibre l'électromètre, en tension, en fonction de l'angle de déviation α de la feuille métallique par rapport à la verticale.

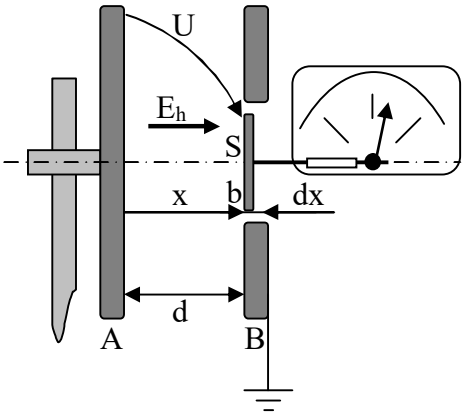
Cet appareil de laboratoire est délicat et peu précis, il est plutôt utilisé à des fins qualitatives que quantitatives.

b. Voltmètre électrostatique

Cet appareil permet la mesure de potentiels élevés sous faible charge. Le voltmètre électrostatique est un condensateur dont une des plaques est mobile. Lorsque le condensateur

est chargé, les plaques s'attirent mutuellement et le mouvement de la plaque mobile est agrandi et visualisé sur une échelle.

Le voltmètre électrostatique peut mesurer des tensions entre 50 V et 1 MV, avec une impédance d'entrée qui atteint 10 TΩ.



La force électrostatique due au champ électrique E_h sur l'électrode b de surface S vaut :

$$F = \frac{dW}{dx}$$

Où W est l'énergie électrostatique accumulée :

$$W = \frac{1}{2} C U^2 \text{ Avec } C = \varepsilon_0 \frac{S}{x} \text{ et la tension } U = E_h x$$

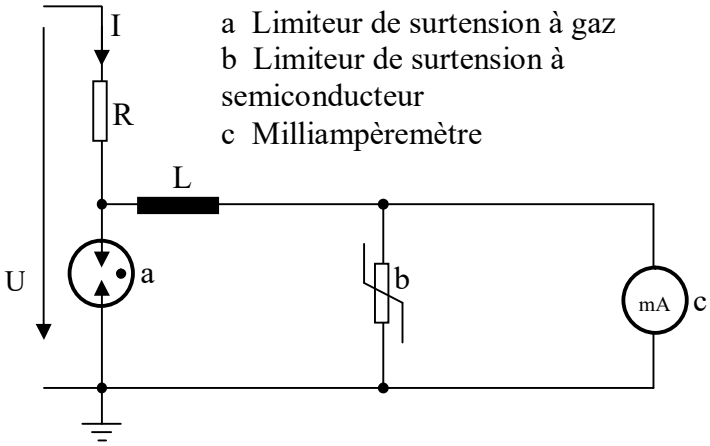
En introduisant dans la relation de l'énergie on obtient :

$$W = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \frac{S}{d} E_h^2 x^2 \text{ et la force électrostatique devient : } F = \frac{dW}{dx} = \frac{1}{2} \varepsilon_0 S E_h^2$$

L'avantage essentiel du voltmètre électrostatique est sa consommation pratiquement nulle en tension continue. Mais, cet appareil est sensible aux champs électriques parasites.

c. Mesure galvanométrique

Contrairement à la mesure précédente, les mesures qui vont suivre appel à la déviation d'un courant électrique continu de mesure I. la haute tension continue est donnée par la relation d'ohm.

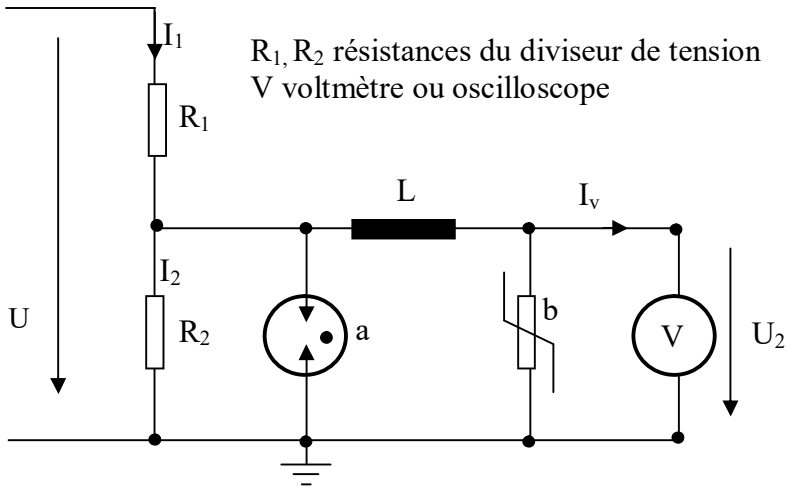


L'avantage de cette technique est que le courant est suffisant pour rendre la mesure fiable même en présence de champs

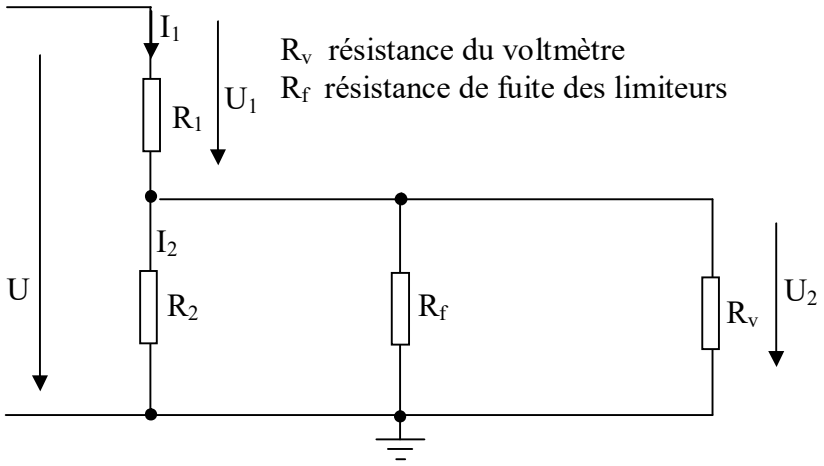
électriques perturbateurs et l'inconvénient principal de cette technique est la dissipation thermique, à utiliser des résistances de l'ordre de 1 MΩ par kV.

d. diviseur résistif

Comme dans le cas de la mesure galvanométrique, on soutire un courant de mesure I, le schéma de principe est montré dessous.



Dans ce qui suit-on montre le schéma équivalent d'un diviseur résistif.



Le rapport de transformation de tension ou rapport de division est défini comme le rapport entre la haute tension à déterminer et la tension mesurée :

$$g(t) = \frac{u(t)}{u_2(t)}$$

Dans le cas de diviseur résistif le rapport de transformation est donnée par :

$$g = \frac{R_1 + R_{eq}}{R_{eq}} \text{ avec } \frac{1}{R_{eq}} = \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_f} + \frac{1}{R_v}$$

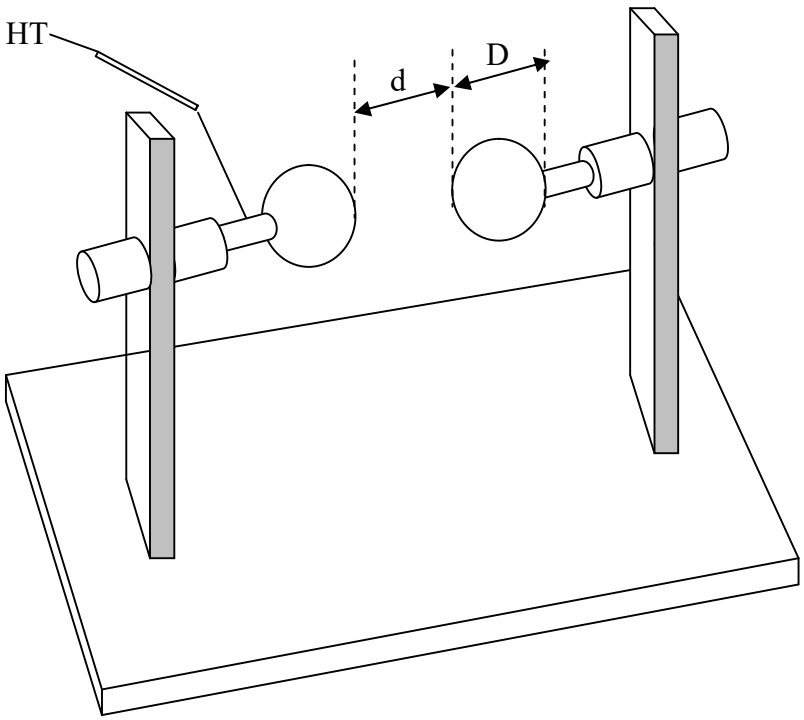
B. Mesure des hautes Tensions alternatives

a. Eclateur à sphères

Le *spintermètre* ou éclateur à sphères est formé de deux sphères de diamètre D, isolées du sol, dont on peut ajuster l'écartement d. la mesure de la tension s'effectue au seuil de décharge disruptive par la mesure de l'écartement des sphères et l'utilisation des abaques liant la tension disruptive à l'écartement en fonction :

1. du type de connexion (une sphère à la terre par exemple).
2. du diamètre des sphères.
3. des conditions atmosphériques.

Cet appareil constitue la référence conventionnelle permettant d'étalonner tous les types de voltmètres utilisés dans un laboratoire d'essais à haute tension.



Les tensions disruptives U_d en fonction de la distance d'éclatement d pour un spintermètre dont une sphère est reliée à la terre, en fonction du diamètre D des sphères et aux conditions atmosphériques normales de :

1. température : 20°C ;
2. pression : 760 mmHg à 0°C ;
3. humidité : 11 g/m^3.

Effet de la pression

Pour une distance interélectrode fixée d, la tension d'amorçage d'arc U_d décroit linéairement avec la diminution de la pression p. Le facteur de correction de la tension dû à la pression défini comme suit :

$$k_p = \left(\frac{p}{760}\right)^m \cdot \left(\frac{273+20}{273+T}\right)^n$$

p: est la pression en mmHg à 0°C ;

T : est la température en °C ;

m,n : sont des exposants donnés.

La proportionnalité de la température est liée au fait que la courbe de paschen est déplacée parallèlement vers le bas si la température augmente.

Plus l'humidité h de l'air s'élève, plus la tension disruptive s'élève. Ceci parait à première vue mais s'explique par le fait qu'il faut une énergie supplémentaire pour ioniser les molécules d'eau. Il est par contre bien évident que la présence d'eau ou de pluie abaisse en générale la tension disruptive. Ce phénomène est lié à la présence d'impuretés dans l'eau. Le facteur de correction de la tension dû à l'humidité est exprimé comme suit :

$$k_h = k^w$$

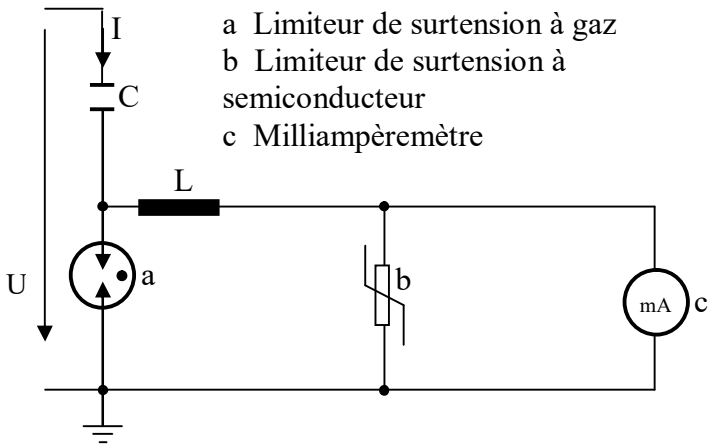
La température T a des effets indirects puisqu'elle agit à travers les paramètres pression et humidité.

Enfin la correction de la tension en fonction des conditions atmosphériques est la suivante :

$$U(p_n, T_n, h_n) = U(p, T, h).\frac{k_h}{k_p}$$

b. Mesure galvanométrique

Les mesures galvanométriques peuvent effectuées comme dans le cas de la haute tension continue en remplaçant la résistance R par une capacité C. par ce moyen on mesure la valeur efficace de la tension :



$$U = \frac{I}{\omega C}$$

c. Transformateur de tension

Les transformateurs de tension sont généralement monophasés. Dans les réseaux de transport l'isolation est du type papier – huile, alors que dans les réseaux de distribution, le transformateur est complètement noyé dans de la résine époxy.

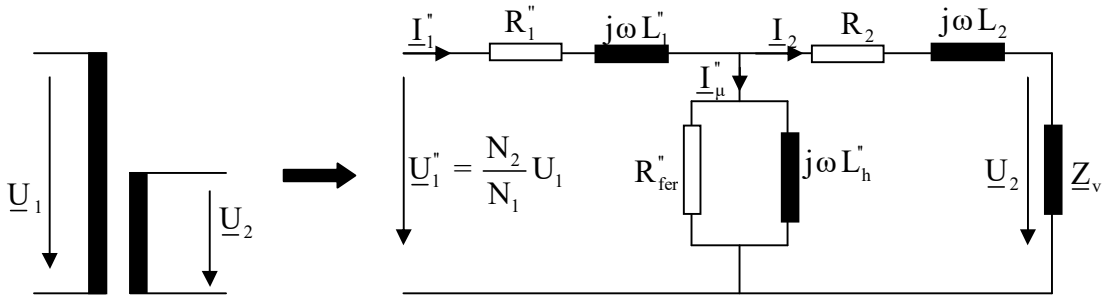
Ces transformateurs sont dimensionnés pour fonctionner dans la partie linéaire de la courbe d'aimantation du noyau. Par ailleurs, les conducteurs sont surdimensionnés de manière à limiter l'échauffement (qui peut aller de 50 K à 135 K, selon le type d'isolation) et éviter la chute de potentiel dans les enroulements. Ils peuvent comporter plusieurs enroulements secondaires, avec différents rapports de transformation.

Les transformateurs de tension servent à surveiller la valeur de la tension d'un réseau, pour pouvoir procéder éventuellement aux ajustements nécessaires. Dans certains cas, le transformateur de tension peut aussi servir à la protection en cas de défaut dans le réseau. La mesure obtenue au secondaire du transformateur sera alors transmise à un système de relais de protection.

Dans ce qui suit-on montre le schéma équivalent complet d'un transformateur de tension avec toutes les valeurs rapportées au secondaire, où $\underline{Z}_v$ est l'impédance équivalente du circuit de mesure voltmétrique.

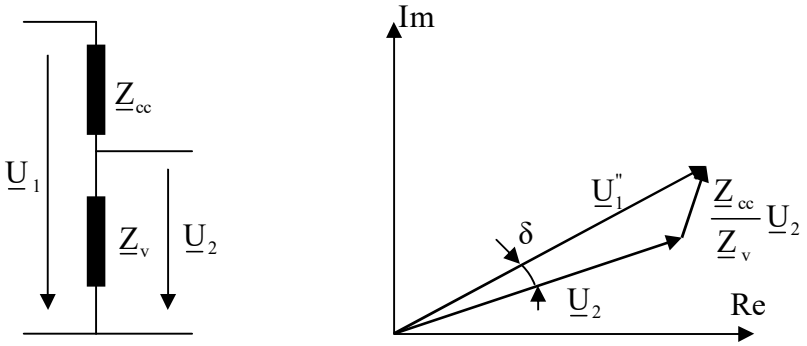
$$\underline{U}_2 = \frac{N_2}{N_1}\underline{U}_1'' - \left(R_1'' + R_2 + j\omega L_1'' + j\omega L_2\right)\underline{I}_2 - \left(R_1'' + j\omega L_1''\right)\underline{I}_\mu''$$

$$\underline{I}_1'' = \frac{N_1}{N_2}\underline{I}_1$$



Suivant la classe de précision désirée, le constructeur diminuera, autant que possible, les paramètres R_1'' et L_1'' et le courant magnétisant $\underline{I}_\mu''$. Cette dernière exigence conduit à des noyaux surdimensionnés du point de vue magnétique et thermique.

Dans ce cas le schéma équivalent se simplifie pour devenir un diviseur comme le montre ci-dessous



$$\underline{Z}_{cc} = R_1'' + R_2 + j\omega\left(L_1'' + L_2\right)$$

$$\underline{U}_1'' = \frac{N_2}{N_1}\frac{\underline{Z}_v}{\underline{Z}_v + \underline{Z}_{cc}}\underline{U}_1$$

Le rapport de l'erreur de mesure de la tension ΔU est donné par :

$$\Delta U = \frac{U_2.n - U_1}{U_1} = \frac{U_2}{U_1''}.n^2 - 1 = \frac{|\underline{Z}_v|}{|\underline{Z}_v + \underline{Z}_{cc}|}.n^2 - 1$$

Où n est le rapport de transformation nominal de tension qu'est défini comme le rapport de la tension primaire nominale sur la tension secondaire nominale.

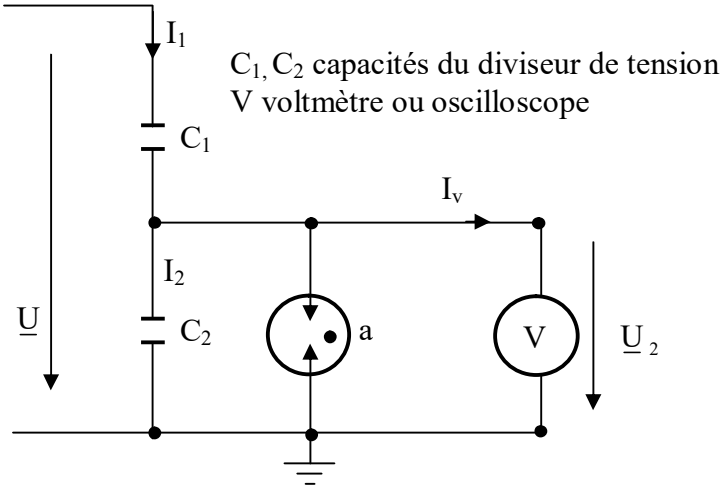
$$n = \frac{U_1}{U_2} = \frac{I_2}{I_1} = \frac{N_2}{N_1}$$

d. diviseur capacitif simplifié

Le schéma de principe d'un diviseur de tension capacitif simplifié, c'est-à-dire en négligeant les pertes diélectriques (tgδ) et les capacités parasites contre l'alimentation haute tension et surtout contre la terre.

En négligeant la présence du voltmètre (haute impédance) et les éléments de protection contre les surtensions, le rapport de transformation du diviseur capacitif simplifié vaut :

$$g = \frac{\underline{U}}{\underline{U}_2} = \frac{C_1 + C_2}{C_1}$$



On peut introduire en parallèle avec C_2 si les valeurs justifient capacités :

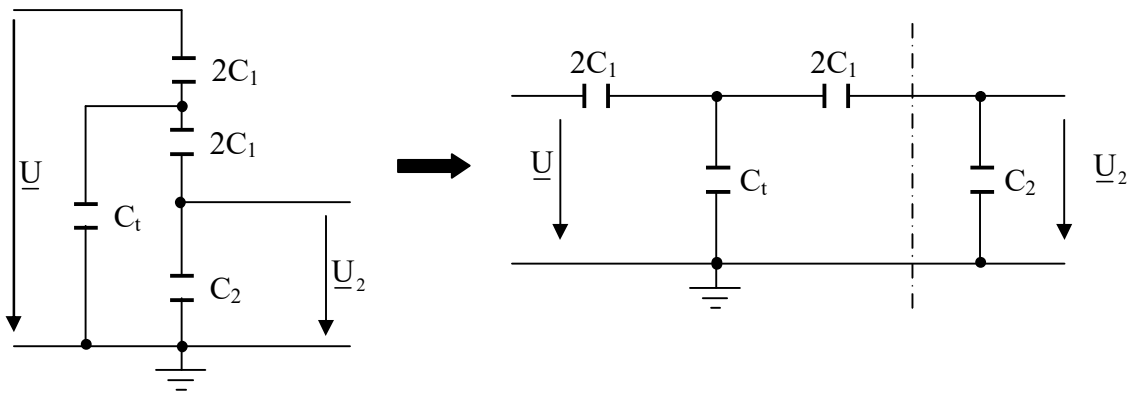
1. du câble coaxial de mesure en fonction de la longueur.
2. d'entrée de l'instrument de mesure.
3. des limiteurs de surtensions.

Les rapports de transformation des diviseurs étant élevés, la capacité C_1 est un condensateur à haute tension dont la valeur de capacité est beaucoup plus faible que celle de condensateur C_2. Dans ce cas :

$$g = \frac{\underline{U}}{\underline{U}_2} \cong \frac{C_2}{C_1}$$

e. diviseur capacitif complet

Le diviseur capacitif complet comprenant les capacités parasites contre terre (capacité C_t) peut être modélisé comme suit :



Le rapport de transformation du diviseur complet est donné par :

$$g = \left|\frac{\underline{U}}{\underline{U}_2}\right| = \frac{C_1 + C_2}{C_1}\left[1 + \frac{C_t}{4C_1}\left(\frac{2C_1 + C_2}{C_1 + C_2}\right)\right]$$

f. Transformateur de tension capacitif

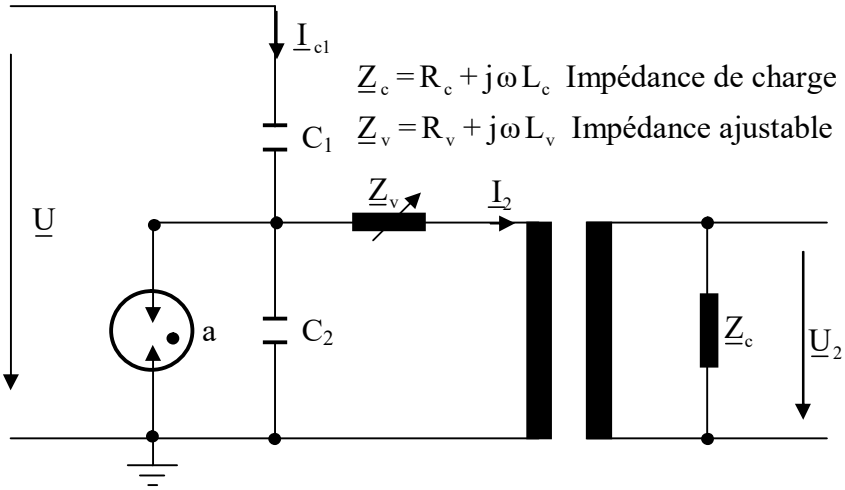
Le transformateur de tension dit « capacitif », utilisé dans les réseaux électriques, combine un diviseur capacitif à un transformateur de tension.

Le primaire du transformateur et la branche basse tension du diviseur forme un circuit résonant.

Ce dispositif présente plusieurs avantages :

1. la résonance permet d'obtenir un courant plus important à la sortie, d'où une meilleur immunité aux perturbations pour des mesures transmises à grande distance.
2. le circuit résonant fonctionne comme un filtre qui élimine les tensions transitoires.
3. construction économique jusqu'à des niveaux de tension très éleves (MV).

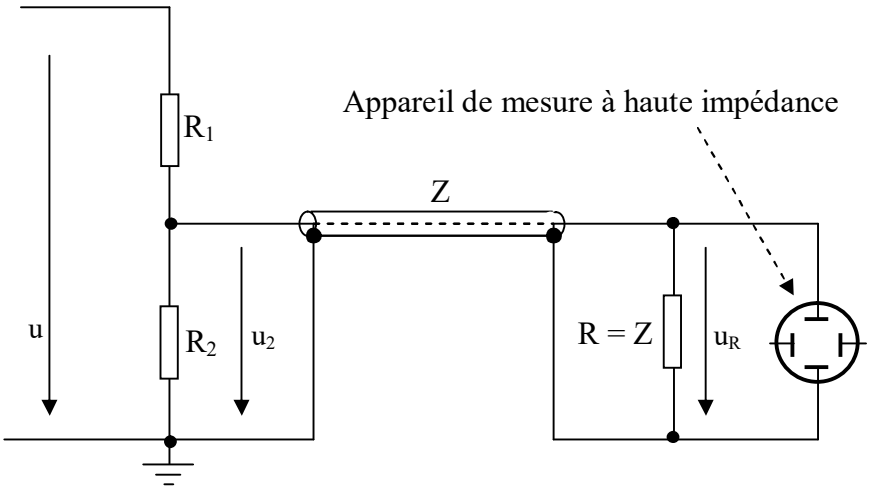
Le schéma de principe de transformateur de tension capacitif est comme suit :



C. Mesure des hautes Tensions de choc

a. Diviseur de choc purement résistif

Le schéma de principe d'un diviseur purement résistif, c'est-à-dire simplifié en négligeant la présence des éléments parasites est montré sur la figure suivante :



Dans le de la propagation des phénomènes de choc, on doit adapter le câble coaxial à la sortie avec une résistance R égale à l'impédance caractéristique Z du câble coaxial afin d'éviter les réflexions parasites (Z = 10 à 100 Ω). R est parfois déjà inséré dans l'appareil de mesure.

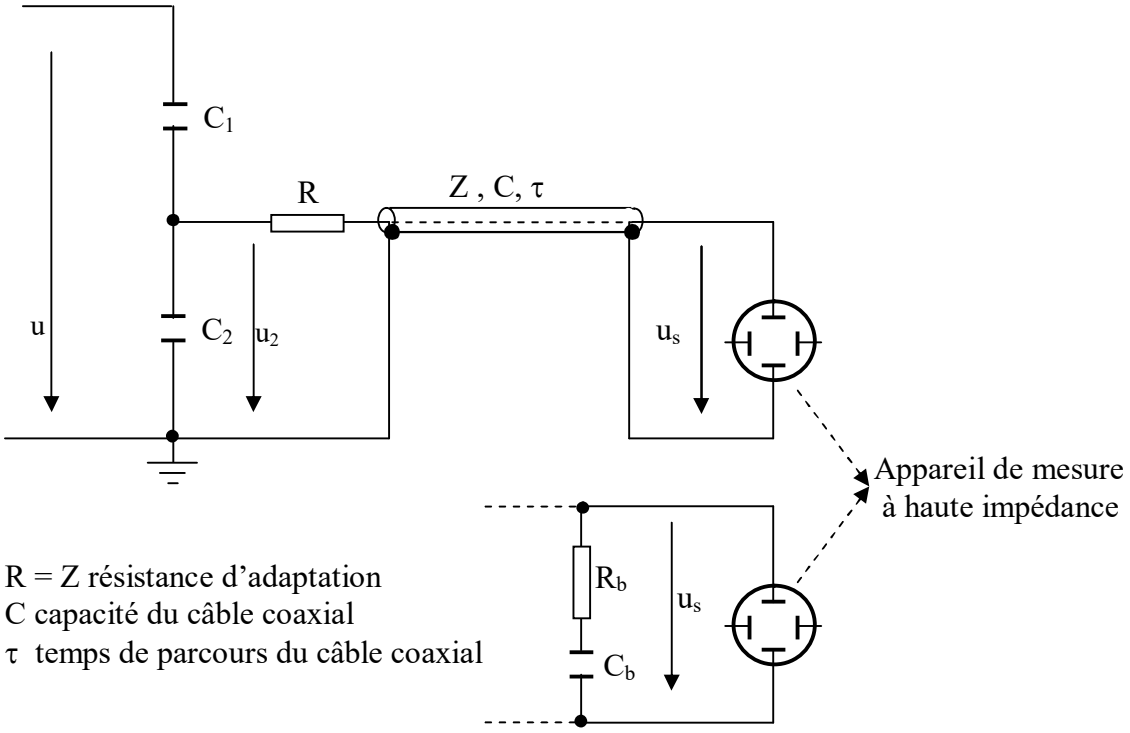
De même la résistance R_2 doit si possible être égale à l'impédance caractéristique Z du câble afin d'éviter les réflexions parasites.

Le rapport de transformation du diviseur résistif de choc est donné par la relation :

$$g = \frac{R_1 + R_{eq}}{R_{eq}} \quad \text{avec} \quad R_{eq} = \frac{R_2 Z}{R_2 + Z}$$

b. Diviseur de choc purement capacitif

Le schéma de principe d'un diviseur purement capacitif, c'est-à-dire simplifié en négligeant la présence des éléments parasites est montré sur la figure suivante :



Le rapport de transformation du diviseur capacitif pur est donné par la relation suivante :

$$g\left(t=0\right) = \frac{C_1 + C_2}{C_1}$$

$$g\left(t=2\tau\right) = \frac{C_1 + C_2 + C}{C_1}$$

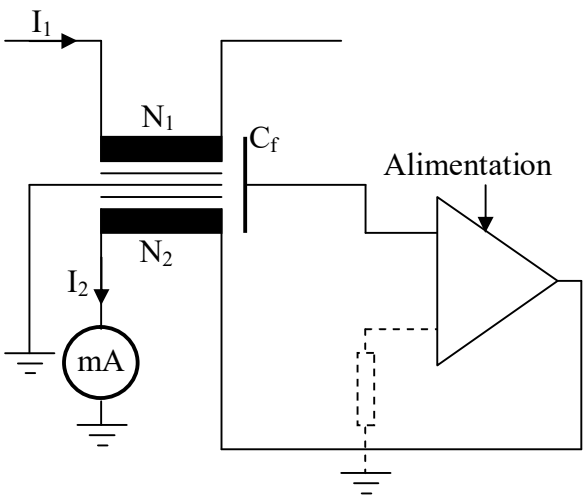
Pour améliorer la réponse du diviseur capacitif dans une large bande de fréquence Burch propose de placer un circuit R_b, C_b série à la sortir du câble coaxial

$$\text{Si } R_b = Z \text{ alors } C_b = C_1 + C_2 + C$$

$$\text{Si } R_b \neq Z \text{ alors } C_b = \frac{Z}{R_b}\left(C_1 + C_2\right)$$

III. Mesure des courants sous Haute Tension

A. convertisseur à courant continu



Ce convertisseur est utilisé à mesurer les courant à moyennes tensions continues.

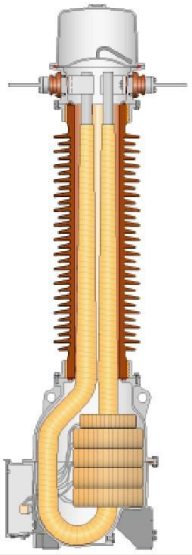
En charge le flux est imposé par le réseau et par conséquent le courant magnétisant (I_0 à vide) ne peut être changé

$$N_1 I_1 + N_2 I_2 = N_1 I_0$$

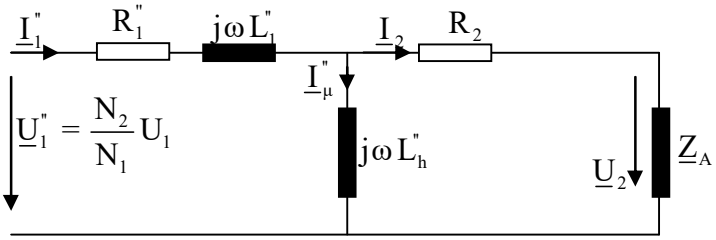
Quand le transformateur est considéré idéal $I_0 = 0$ et la relation précédente conduit à :

$$N_1 I_1 + N_2 I_2 = 0$$
$$\Rightarrow I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1$$

B. Transformateur de courant



Le transformateur de courant est destiné à mesurer des courants à haute tension alternatives, dans lequel le courant secondaire est pratiquement proportionnel au courant primaire et déphasée par rapport à celui-ci d'un angle approximativement nul. La figure ci-contre montre un transformateur de courant isolé à l'huile à 170 kV, dont le courant primaire ne dépasse pas 40 kA. Son schéma équivalent rapporté au secondaire est montré sur la figure ci-dessous :



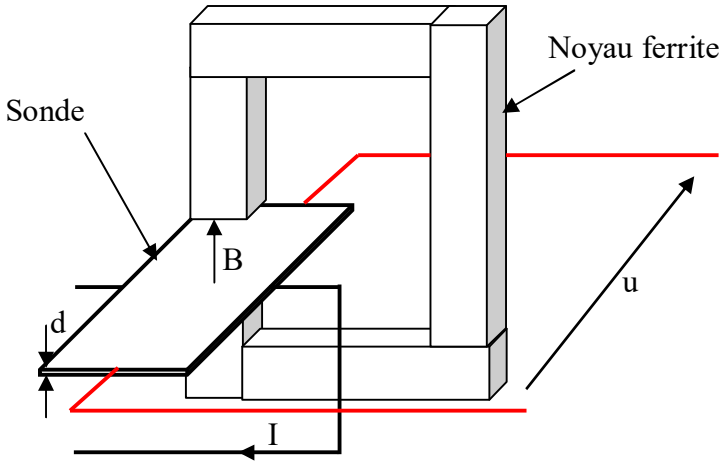
$$I_2 = \frac{N_1}{N_2} I_1 \left(1 + \frac{R_2 + Z_A}{j\omega L''_h} \right)^{-1}$$

C. Sonde à effet Hall

L'effet Hall est une conséquence des forces électromagnétiques de Laplace-Lorentz s'exerçant sur un courant d'électrons i, baigné dans un champ magnétique. L'effet Hall manifeste par l'apparition d'une tension u, induite aux bornes de la sonde semi-conductrice. Ce dispositif est permet à mesurer les courant sous haute tension de choc.

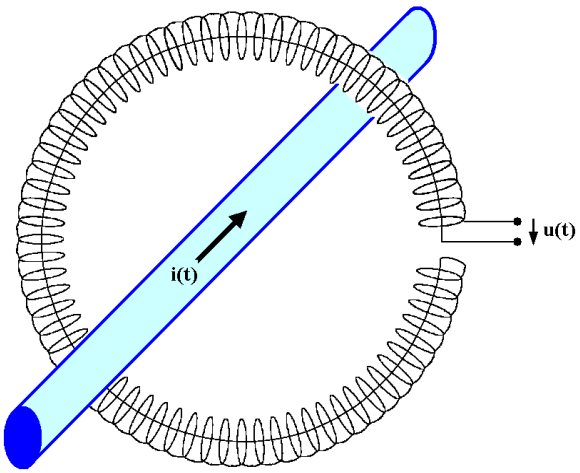
$$u = k_H . \frac{B}{d}$$

Où k_H est la constante de Hall et d l'épaisseur de la plaquette de la sonde de l'ordre de µm.



D. Bobine de Rogowski

Ce dispositif est formé d'un fil enroulé en spirale, et dont le retour se fait par le centre de la spirale. Cette bobine permet de mesurer un courant sans contact galvanique.



$$u(t) = \mu_o N A \frac{di}{dt}$$

A : l'aire d'une spire

N : Nombre de spires

Référence :

Michel Aguet, Mircea Lanovici. Traité d'Electricité. *Haute tension*. Volume XXII, première édition, Edition Georgi.

Djilali Benyoucef. Modélisation particulaire et multidimensionnelle des plasmas réactifs crées par décharge électrique hors équilibre. Diss. Université des Sciences et de la Technologie d'Oran Mohamed-Boudiaf USTOMB, 2011.

Philippe Robert. Traité d'Electricité. Matériaux de l'électrotechnique. Volume II, Deuxième édition, Edition Georgi.

Pierre Zweiacker, http://www.surprises.ch/HT/cours.html

A. Tilmatine. « cours : Techniques de la Haute Tension »

http://www.wikipedia.org/